SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

COLLECTION DE MÉMOIRES RELATIFS A LA PHYSIQUE

DEUXIÈME SÉRIE.

LES

QUANTITES ELEMENTAIRES D'ÉLECTRICITÉ

IONS, ÉLECTRONS, CORPUSCULES

MÉMOIRES RÉUNIS ET PUBLIÉS

PAR

Henri ABRAHAM ET Paul LANGEVIN.



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, DU BUREAU DES LONGITUDES,

55, Quai des Grands-Augustins.

1905

A LA MÉMOIRE

DE

M. Alfred POTIER,

MEMBRE DE L'INSTITUT,

MEMBRE HONORAIRE DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

AVERTISSEMENT.

En dédiant ce Livre à la mémoire de M. Alfred Potier, c'est pour nous un triste devoir de rendre un dernier hommage au Maître regretté qui avait accepté de diriger cette nouvelle série de publications de la Société Française de Physique, et qui devait, si vite, être enlevé à notre respectueuse affection.

La notion de structure discontinue des charges électriques domine et pénètre la plupart des découvertes récentes en Physique; cette forme nouvelle des conceptions atomistiques sert maintenant de guide à un grand nombre d'expérimentateurs. C'est pour leur faciliter les recherches, autant que pour préciser les caractères essentiels des idées actuelles, que la Société Française de Physique a jugé utile de réunir un ensemble de travaux concernant les circonstances d'observation et les propriétés des centres électrisés, ions, électrons ou corpuscules.

Cette collection de Mémoires doit être surtout un Livre de références qui mette sous la main des physiciens de langue française un certain nombre de travaux utiles à consulter. Les Mémoires sont classés par ordre alphabétique de noms d'auteurs et par ordre chronologique pour chaque auteur. On peut donc ouvrir ce Livre comme un dictionnaire.

Le Tableau synoptique, que l'on trouvera à la fin de cet Avertissement, donne une classification méthodique des Mémoires. L'ordre que nous y avons adopté est celui qui nous a paru devoir être le plus aisé à suivre pour les personnes qui n'auraient encore qu'une connaissance sommaire de toutes ces questions. Nous avons souvent suivi un ordre à peu près

chronologique, mais sans chercher jamais à résoudre des questions de priorité.

La lecture de ce Tableau fera saisir les grandes lignes de notre plan; cependant il n'est peut-être pas inutile d'en compléter la définition et de donner un exposé rapide des lacunes principales.

D'une manière générale, nous avons restreint au minimum les applications. Nous n'en avons donné que le strict nécessaire pour préciser les circonstances de production et les propriétés des centres électrisés.

C'est ainsi que dans l'étude expérimentale des gaz conducteurs, la question des ions de l'atmosphère se trouve limitée aux travaux qui ont signalé leur existence, sans le détail des méthodes de mesure ou des résultats obtenus.

Sur la question de la décharge disruptive, nous avons retenu tout d'abord une série de Mémoires relatifs aux émissions de particules électrisées, rayons cathodiques et Kanalstrahlen, et à l'étude de ces particules. Nous donnons, en second lieu, des travaux plus récents d'où se dégage la notion fondamentale de l'ionisation par les chocs. Nous avons dû négliger la plupart des applications qui en ont été faites récemment à la théorie des aspects divers et compliqués de la décharge.

De même, nous n'avons conservé des travaux relatifs à la radioactivité que ceux concernant l'émission des rayons α et β, en laissant de côté l'étude des transformations continuelles dont les substances radioactives sont le siège.

L'émission possible de particules électrisées par le Soleil est également indiquée sans examen détaillé des applications d'un si haut intérêt qu'on en peut faire pour l'explication des phénomènes météorologiques et cosmiques.

Dans la partie plus purement théorique où la dynamique des électrons se déduit des propriétés du milieu où ils se meuvent, les choses sont prises seulement au point de vue purement électromagnétique, sans aborder les importants essais de représentation mécanique tels que ceux poursuivis par M. Larmor.

On trouvera, dans ces Mémoires, des indications sur le rayonnement émis dans l'éther par les centres électrisés au

moment où ils subissent une accélération; on verra comment on en peut déduire l'explication des diverses radiations : lumière, rayons de Röntgen, rayons secondaires et probablement aussi rayons γ des corps radioactifs. Mais en ce qui concerne ces radiations elles-mêmes, nous n'avons reproduit que les Mémoires qui étudient leur propriété commune de donner naissance à des centres électrisés libres lors de leur passage à travers la matière.

Nous avons complètement laissé dans l'ombre d'intéressantes théories *électroniques* : les théories du magnétisme et de la réfraction ou celles des phénomènes magnéto-optiques tels que le phénomène de Zeeman et la polarisation rotatoire magnétique.

Nous n'avons donné, sur la théorie des métaux, qu'une partie seulement du travail de M. Drude, celle où se dégage nettement l'assimilation à un gaz des électrons présents dans un métal avec identification de leur énergie cinétique moyenne à celle des molécules gazeuses de même température. On retrouvera, dans les publications de la Société de Physique pour le Congrès de 1900, le Rapport du professeur J.-J. Thomson sur le même sujet.

Nous devons, en terminant, exprimer toute notre gratitude aux Auteurs qui ont bien voulu autoriser cette reproduction de leurs œuvres et nous guider dans les choix à faire parmi leurs Mémoires.

Qu'il nous soit encore permis d'adresser nos sincères remercîments aux collaborateurs qui ont apporté tous leurs soins au travail toujours si délicat de la traduction des Mémoires étrangers.

HENRI ABRAHAM. PAUL LANGEVIN.

Paris, 15 août 1905.

TABLEAU SYNOPTIQUE.

LES IONS.

A. — Caractères et circonstances de production.

I. — DÉCHARGES DISRUPTIVES.

II. — FLAMMES ET GAZ CHAUDS.

III. — LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE.

IV. — RAYONS CATHODIQUES.

V. — RAYONS DE RÖNTGEN ET RAYONS SECONDAIRES (EXISTENCE DE LA CONDUCTIBILITÉ, INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE ET DE LA NATURE DES GAZ).

VI. — CORPS RADIOACTIFS ET IONISATION DE L'ATMOSPHÈRE.

VII. — Réactions chimiques.

VIII. — Ionisation des solides et des liquides.

B. — Propriétés des ions.

I. — Mobilité.

II. — Diffusion.

III. — Recombinaison des ions.

IV. — Courants dans un gaz ionisé.

V. — Phénomènes de condensation.

VI. — Charge absolue des ions, leur masse. Dénombrement des ions dans les gaz et charge atomique dans l'électrolyse.

LES ÉLECTRONS.

A. — Circonstances de production.

I. — Rayons cathodiques.

II. — Rayons de Goldstein (Kanalstrahlen).

III. — Action des radiations (rayons ultra-violets et rayons de Röntgen).

IV. — Corps radioactifs.

V. — Corps incandescents.

B. — Propriétés des électrons.

I. — Existence de la charge.

II. — Action du champ électrique.

III. — Action du champ magnétique.

Rayons cathodiques.

Rayons β.

Kanalstrahlen.

Rayons α.

IV. — Mesure du rapport de la charge a la masse et de la vitesse.

Rayons cathodiques.

Rayons produits par la lumière ultra-violètte et les corps incandescents.

Rayons β.

Kanalstrahlen.

Rayons α.

V. — CONDUCTIBILITÉ PRODUITE PAR LES ÉLECTRONS EN MOUVEMENT; PHÉNOMÈNES D'ABSORPTION.

VI. — THÉORIE DES MÉTAUX.

VII. — PHÉNOMÈNES COSMIQUES.

C. — Mécanique électromagnétique.

I. — DYNAMIQUE DES ÉLECTRONS ET MASSE ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

II. — Phénomènes électriques et optiques; théorie de l'aberration; le mouvement absolu.

III. — Rayonnement produit par l'accélération des électrons.

RECTIFICATION

(Mémoire de M. Sagnac, p. 687).

Si bt_0 est inférieur à l'inverse de la base des logarithmes népériens, l'équation en r a *deux* racines réelles, et l'expression de i renferme *deux* termes amortis. Si bt_0 dépasse la limite indiquée, il n'y a plus de racine réelle de l'équation en r, et il n'y a plus aucun terme amorti dans l'expression de i.

LES

QUANTITÉS ÉLÉMENTAIRES D'ÉLECTRICITÉ

IONS, ÉLECTRONS, CORPUSCULES.

PRINCIPES DE LA DYNAMIQUE DE L'ÉLECTRON,

PAR MAX ABRAHAM.

Traduit de l'allemand par Paul LANGEVIN.

Annalen der Physik, t. X, 1903, p. 105 à 179.

---

1. — Introduction.

Les travaux de nombreux physiciens ont conduit à cette hypothèse que les rayons cathodiques et les rayons de Becquerel nous mettent en présence d'atomes d'électricité négative, d'électrons en mouvement (1). Les recherches sur les rayons cathodiques donnent, pour le quotient de la charge par la masse de ces particules, la valeur même que l'on peut déduire de l'effet Zeeman sous sa forme la plus simple pour les particules électrisées dont les oscillations produisent la lumière. Ce résultat a permis à M. Wiechert (2) de relier la théorie des rayons cathodiques aux conceptions de M. Lorentz (3) sur la théorie électromagnétique de la lumière, où le rôle joué par la matière dans les phénomènes électriques et optiques est expliqué par le mouvement de particules électrisées. Le problème de la dynamique

---

(1) *Cf.* W. KAUFMANN, *Die Entwickelung des Elektronenbegriffes.* (*Verhandl. der 73. Naturforscherversammlung in Hamburg,* p. 115). — *Phys. Zeits.*, t. III, 1901, p. 9.

(2) E. WIECHERT, *Göttinger Nachrichten,* 1898, p. 87. — *Grundlagen der Elektrodynamik*, p. 93. Leipzig, 1899.

(3) H.-A. LORENTZ, *Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern.* Leiden, 1895.

des électrons est d'importance fondamentale pour cette *théorie électronique de l'électrodynamique*.

En particulier, la question suivante se pose : l'inertie d'un électron résulte-t-elle entièrement du champ électromagnétique qu'il produit, ou est-il nécessaire, en dehors de la *masse électromagnétique*, d'admettre une *masse matérielle* indépendante de la charge électrique? La première opinion a été émise par MM. W. Sutherland (1) et P. Drude (2). Comme l'ont fait remarquer MM. Th. des Coudres (3) et H.-A. Lorentz (4), la réponse à cette question peut être cherchée dans les phénomènes d'inertie présentés par les électrons aux vitesses suffisamment grandes, de même ordre que celle de la lumière; en fait, une masse matérielle liée à ces particules serait indépendante de la vitesse, tandis qu'au contraire l'inertie liée au champ électromagnétique doit être une fonction de la vitesse. Si l'on réussit à édifier la dynamique des électrons sans introduction de masse matérielle, on aboutit à la possibilité de fonder la Mécanique entière sur une base électromagnétique (5).

La solution de ce problème fondamental, pour l'Électromagnétisme comme pour la Mécanique, apparut plus prochaine lorsque M. Kaufmann (6) eut trouvé, au cours de ses recherches sur les déviations des rayons de Becquerel par les champs électrique et magnétique, que la vitesse des électrons y était voisine de celle de la lumière et que leur inertie augmentait nettement avec leur vitesse. Il n'était pas possible, dans l'état actuel de la théorie, de savoir si la variation expérimentale de la masse avec la vitesse se laissait interpréter de manière purement électromagnétique.

M. O. Heaviside (7) avait calculé l'énergie magnétique seulement pour un électron de faible vitesse, et la formule donnée par M. J.-J. Thomson (8) pour la masse apparente d'un électron sphérique de grande vitesse était incomplète. Les recherches théoriques de MM. W.-

---

(1) W. SUTHERLAND, *Phil. Mag.*, t. XLVII, 1899, p. 269.

(2) P. DRUDE, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 566 et 609.

(3) TH. DES COUDRES, *Verhand. d. phys. Gesells. zu Berlin*, t. XVII, 1898, p. 60.

(4) H.-A. LORENTZ, *Phys. Zeits.*, t. II, 1900, p. 78.

(5) W. WIEN, *Arch. Néerl.*, 2e série, t. V, 1900, p. 96. — (*Lorentz Festschrift*) *Ann. d. Phys.*, t. V, 1901, p. 501.

(6) W. KAUFMANN, *Göttinger Nachricht.*, 1901, p. 143.

(7) O. HEAVISIDE, *Phil. Mag.*, t. XXVII, 1889, p. 324. — *Electrical Papers*, t. II, p. 505.

(8) J.-J. THOMSON, *Recent Researches*, 1893, p. 21.

B. Morton [1] et G.-F.-C. Searle [2] avaient abouti à l'expression exacte du champ électromagnétique accompagnant un conducteur ellipsoïdal chargé en mouvement uniforme et, par suite, à l'énergie électromagnétique d'un électron; d'où la possibilité de calculer seulement la *masse longitudinale*, l'inertie qui s'oppose à une accélération parallèle à la direction du mouvement; la *masse transversale* qui intervient seule dans les expériences de déviation ne peut se déduire de l'énergie électromagnétique seule.

D'un autre côté, les formules données par M. Lorentz [3] sans démonstration, pour les masses longitudinale et transversale, contiennent seulement les deux premiers termes de leur développement en séries suivant les puissances du carré de la vitesse; elles constituent une approximation suffisante pour les rayons cathodiques, mais pas pour les rayons de Becquerel. La théorie en était à ce point lorsque j'ai publié [4] mon premier Travail sur la dynamique de l'électron.

La formule à laquelle j'étais conduit pour la masse transversale sembla d'abord ne pas s'accorder de manière satisfaisante avec la variation expérimentale de l'inertie en fonction de la vitesse. M. Kaufmann [5] réussit cependant, par une méthode de calcul convenable, à éliminer une erreur qui provenait de la connaissance insuffisante des intensités des deux champs électrique et magnétique dans lesquels se produisaient les déviations. Des mesures ultérieures plus précises [6] confirmèrent l'accord des résultats, dans la limite des erreurs d'expérience, avec la formule que j'avais déduite de la théorie électromagnétique. Et l'on put énoncer ce résultat que *la masse d'un électron est d'origine purement électromagnétique*.

Dans le présent Mémoire, dont j'ai donné un résumé à la *Naturforscherversammlung* de Karlsbad [7], je me suis proposé d'édifier *la dynamique de l'électron sur des bases purement électromagné-*

---

(1) W.-B. Morton, *Phil. Mag.*, t. XLI, p. 488.

(2) G.-F.-C. Searle, *Phil. Trans.*, t. CLXXXVII A, 1896, p. 675. — *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 329.

(3) H.-A. Lorentz, *Phys. Zeits.*, t. II, 1900, p. 78.

(4) Max Abraham, *Göttinger Nachrichten*, 1902, p. 20.

(5) W. Kaufmann, *Göttingen Nachrichten*, 1902, p. 291.

(6) W. Kaufmann, *Verhandl. der 74. Naturforscherversammlung in Karlsbad* (*Phys. Zeits.*, t. IV, 1902, p. 57).

(7) Max Abraham, *Verhandl. der 74. Naturforscherversammlung in Karlsbad* (*Phys. Zeits.*, t. IV, 1902, p. 57).

tiques. Je suppose l'électron sphérique et sa charge électrique distribuée en couches sphériques homogènes; je me placerai surtout dans les deux cas simples d'une densité uniforme en volume et d'une densité superficielle uniforme. Je m'occupe également d'un ellipsoïde uniformément chargé en volume ou en surface pour reconnaître quels sont les résultats qui dépendent uniquement des équations générales et ceux qui sont liés aux hypothèses particulières sur la symétrie de l'électron.

La dynamique de l'électron repose sur trois systèmes d'équations fondamentales. Les premières, les *équations cinématiques* (I), limitent la liberté du mouvement de l'électron; le système des *équations du champ* (II) donne le champ électromagnétique produit par l'électron, tandis que le troisième système, celui des *équations dynamiques fondamentales* (III), détermine le mouvement que prend l'électron dans un champ extérieur donné.

Les équations du premier système coïncident avec celles de la cinématique d'un solide invariable; *comme la matière aux éléments de volume du solide, l'électricité est supposée liée aux éléments de volume de l'électron invariable*. Cette hypothèse cinématique fondamentale peut sembler arbitraire, d'autant plus qu'il paraît naturel d'admettre, par analogie avec un corps solide électriquement chargé, que l'énorme champ électrique présent à la surface de l'électron (mille milliards de fois supérieur aux plus grands champs expérimentaux) est capable de déformer l'électron. Pour un électron sphérique les forces électriques équilibreraient les forces élastiques tant que l'électron serait en repos; mais les forces électromagnétiques résultant du mouvement de l'électron produiraient un changement dans la forme d'équilibre de celui-ci. Cependant l'hypothèse d'un électron déformable me paraît difficile à admettre du point de vue où je me suis placé. Car elle conduit à cette conséquence que, pendant les changements de forme de l'électron, du travail est fourni ou emprunté aux forces électromagnétiques et qu'il faut admettre une énergie potentielle de l'électron différente de l'énergie électromagnétique. Il en résulterait qu'une théorie électromagnétique des rayons cathodiques et de Becquerel, phénomènes purement électriques, serait impossible, et qu'il faudrait ensuite renoncer à édifier une Mécanique sur l'électromagnétisme. Or c'est là notre but, et nous ne devons, par suite, supposer à l'électron ni élasticité ni masse matérielle. Nous espérons au contraire pouvoir interpréter l'inertie et l'élasticité de la matière en partant des conceptions électromagnétiques.

Heinrich Hertz (¹) raisonnait de la même manière lorsqu'il introduisait dans ses *Principes de Mécanique* seulement des liaisons cinématiques telles qu'elles ne pouvaient correspondre à aucune production ou destruction d'énergie cinétique. Ceci était nécessaire parce qu'il voulait représenter toute l'énergie par l'énergie de masses en mouvement et toutes les forces par des liaisons cinématiques. A l'objection que nous ne pouvons réaliser des liaisons invariables que d'une manière approximative, Hertz répondait « nous aurons peut-être à descendre jusqu'au monde des atomes pour trouver des liaisons réellement invariables ».

Dans la Mécanique électromagnétique nous descendons plus bas encore, jusqu'aux atomes d'électricité négative, et nous supposons dans ces sphères, dont le rayon est de l'ordre 10^{-13} centimètre, une répartition invariable de la charge électrique. Qu'il soit légitime d'introduire la notion de liaison invariable avant celle de force, c'est ce que Hertz a démontré de manière convaincante. Notre dynamique de l'électron évite surtout de parler de forces capables de déformer l'électron. Elle fait intervenir seulement des *forces extérieures* qui tendent à lui communiquer un mouvement de translation ou de rotation, et des *forces intérieures* qui font équilibre aux précédentes et proviennent du champ produit par l'électron. D'ailleurs ces *forces* et *couples* sont uniquement des notions dérivées, définies au moyen des notions fondamentales cinématiques et électromagnétiques. Il en est de même des mots tels que *travail, énergie, quantité de mouvement* choisis uniquement dans le but de rendre plus évidente l'analogie de la Mécanique électromagnétique avec la Mécanique ordinaire des corps matériels.

Les équations du champ et les équations dynamiques données au paragraphe 2 sont celles de la théorie de Lorentz. Le paragraphe 3 est consacré à démontrer qu'on peut, à partir de cette théorie, définir non seulement une énergie électromagnétique, mais aussi une quantité de mouvement électromagnétique. M. Poincaré (²) a montré le premier que l'introduction de cette dernière permet de retrouver, pour un système d'électrons, la loi du mouvement du centre de gravité et la loi des aires. L'existence d'une quantité de mouvement élec-

(¹) H. HERTZ, *Die Prinzipien der Mechanik*, p. 41. Leipzig, 1894.

(²) H. POINCARÉ, *Arch. Néerl.*, 2ᵉ série, t. V, 1900, p. 252 (*Lorentz Festschrift*). Des considérations analogues avaient été développées par J.-J. Thomson, au point de vue spécial de l'impulsion des tubes de Faraday en mouvemen (*Recent Researches*, 1893, p. 9).

tromagnétique est d'importance fondamentale pour la dynamique des électrons. Elle seule permet d'atteindre les forces intérieures à partir d'une *impulsion* et d'un *moment d'impulsion* déterminés par le champ électromagnétique de l'électron et fournit ainsi un moyen simple de calculer la masse et le moment d'inertie électromagnétiques. Cette notion conduit aussi à ce résultat remarquable que la dynamique de la catégorie la plus importante des mouvements possibles de l'électron, celle des *mouvements remarquables,* peut s'exprimer sous la forme même de la Mécanique analytique de Lagrange. A cause de cette importance, j'ai cru devoir donner une nouvelle manière d'introduire la quantité de mouvement électromagnétique; l'analyse vectorielle permet d'obtenir l'expression scalaire du travail virtuel des forces intérieures et d'aboutir en même temps à la transformation de Poincaré pour la force et le couple intérieurs.

En utilisant l'expression transformée du travail virtuel des forces intérieures, nous mettrons au paragraphe 4 les équations dynamiques (III) sous une forme (VII) qui correspond au principe de d'Alembert; nous en déduirons aussi les *équations du mouvement* (VII, a, b) de l'électron, qui déterminent les changements avec le temps de l'impulsion et du moment d'impulsion. La plus grande difficulté mathématique des équations actuelles, comparées à celles de la Mécanique ordinaire, provient de ce fait que l'impulsion et le moment d'impulsion d'un électron ne dépendent pas seulement de sa vitesse et de sa rotation actuelle, mais de tout son mouvement antérieur et doivent être calculés par intégration des équations du champ électromagnétique.

Dans le 5ᵉ paragraphe, après que les équations du champ auront été rapportées à des axes liés à l'électron, notre attention sera appelée sur une classe particulière de *mouvements remarquables.* Elle est caractérisée par ce fait que le champ électromagnétique accompagnant l'électron reste invariable par rapport à lui ou, ce qui revient au même, que le vecteur définissant la force intérieure est dérivé d'un *potentiel de convection.* En particulier la translation et la rotation uniformes appartiennent à cette classe de mouvements.

La translation simple est étudiée dans les quatre paragraphes suivants (6 à 9). Le champ électromagnétique, accompagnant un électron en mouvement uniforme, est donné dans les travaux cités de MM. Morton et Searle, mais ces auteurs n'ont pas indiqué que l'impulsion et l'énergie de ce champ peuvent se déduire par les procédés de la Mécanique analytique d'une *fonction de Lagrange* définie

comme la différence des énergies électrique et magnétique. qui peut s'exprimer par une intégrale étendue au volume intérieur à l'électron et où figure le potentiel de convection. Le premier axiome de Newton s'applique à ce mouvement de translation. Il en est de même du deuxième axiome, en ce sens qu'on peut définir une *masse électro-magnétique;* celle-ci n'est plus une grandeur scalaire, comme la masse en Mécanique ordinaire, mais un tenseur de révolution dont les composantes, les masses longitudinale et transversale sont deux fonctions différentes de la vitesse. Ce deuxième axiome n'est exact que pour des mouvements *quasi-stationnaires,* c'est-à-dire dont l'accélération n'est pas trop grande ; cette condition est d'ailleurs complètement réalisée par tous les changements de vitesse et toutes les déviations que nous savons produire expérimentalement.

Dans le 10e Paragraphe (1) je reviens d'une manière générale sur les mouvements remarquables. On peut démontrer, en s'appuyant sur la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, que pour les mouvements de cette espèce, stationnaires et quasi-stationnaires, les équations de Lagrange s'appliquent. Ce résultat est appliqué, dans le 11e paragraphe, à la rotation d'un électron et, dans le 12e, à la translation d'un ellipsoïde.

Le calcul des vecteurs permet non seulement d'exprimer de manière plus élégante les relations qui vont suivre, mais encore de serrer de plus près leur signification physique. Pour ce qui concerne les notions fondamentales et les symboles de ce calcul, je renverrai à mon article de l'*Encyclopédie des Sciences mathématiques* (2); je me contenterai ici de rappeler l'ensemble des notations et des règles du calcul. Les vecteurs seront représentés par des capitales romaines et leurs composantes caractérisées au moyen d'indices.

Symboles.

(AB) *produit intérieur* des vecteurs A et B est *la quantité scalaire*

$$A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z.$$

[AB] *produit extérieur* des vecteurs A et B est le *vecteur* qui a

(1) En raison de leur caractère purement théorique, les paragraphes 10, 11 et 12 n'ont pas été reproduits dans la présente traduction.

(2) MAX ABRAHAM, *Encyclopädie der mathem. Wissensch.,* t. IV, art. 14.

pour composantes

$$A_y B_z - A_z B_y, \quad A_z B_x - A_x B_z, \quad A_x B_y - A_y B_x.$$

div. A, *divergence* du vecteur A est la *quantité scalaire*

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}.$$

Nous emploierons souvent, sous le nom de *formule de Gauss,* la transformation connue d'une intégrale de volume en intégrale de surface

$$\int\int\int \text{div. A}\, d\tau = \int\int A_\nu\, d\sigma.$$

curl. A, *curl.* du vecteur A est le *vecteur* qui a pour composantes

$$\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}.$$

grad. φ, le *gradient* de la *quantité scalaire* φ est un *vecteur* ayant pour composantes

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad -\frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

$\Delta\varphi$ est la *quantité scalaire*

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}.$$

ΔA est le *vecteur* qui a pour composantes

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}.$$

$(A\nabla)B$ est le *vecteur* qui a pour composantes

$$A_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + A_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + A_z \frac{\partial B_x}{\partial z},$$

$$A_x \frac{\partial B_y}{\partial x} + A_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + A_z \frac{\partial B_y}{\partial z},$$

$$A_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + A_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + A_z \frac{\partial B_z}{\partial z}.$$

Il est facile de vérifier les règles de calcul suivantes :

Règles de calcul.

(α) $$(AB) = (BA),$$

(β) $$[AB] = -[BA],$$

(γ) $$([AB]C) = (A[BC]),$$

(δ) $$[A[BC]] = B(AC) - C(AB),$$

(ε) $$\text{div.}\,\varphi A = \varphi\,\text{div.}\,A - (A\,\text{grad.}\,\varphi)$$

permet d'écrire la formule de Gauss

$$\int\int \varphi A_\nu\, d\sigma = \int\int\int \varphi\,\text{div.}\,A\, d\tau - \int\int\int (A\,\text{grad.}\,\varphi)\, d\tau,$$

(ζ) $$\text{div.}[AB] = (B\,\text{curl.}\,A) - (A\,\text{curl.}\,B),$$

la formule de Gauss donne

$$\int\int [AB]_\nu\, d\sigma = \int\int\int (B\,\text{curl.}\,A)\, d\tau - \int\int\int (A\,\text{curl.}\,B)\, d\tau,$$

(η) $$\text{curl.}[AB] = (B\nabla)A - (A\nabla)B + A\,\text{div.}\,B - B\,\text{div.}\,A,$$

(θ) $$-\text{grad.}(AB) = [A\,\text{curl.}\,B] + [B\,\text{curl.}\,A] + (A\nabla)B + (B\nabla)A,$$

(ι) $$\text{div. grad.}\,\varphi = -\Delta\varphi,$$

(κ) $$\text{curl. curl.}\,A = -\text{grad. div.}\,A - \Delta A.$$

Notations.

t temps;
x, y, z coordonnées cartésiennes;
$d\tau$ élément de volume;
$d\sigma$ élément de surface limitant le champ;
ν normale extérieure à $d\sigma$;
V vecteur égal à la vitesse de translation de l'électron;
Ω vecteur égal à la rotation instantanée de l'électron;
R vecteur représentant la distance d'un point au centre de l'électron;
$U = V + [\Omega R]$ vecteur égal à la vitesse de ce point;
δs vecteur égal au déplacement virtuel d'un point;
$\xi\eta\zeta$ composantes de ce déplacement virtuel;
v grandeur absolue de la vitesse de translation;
c vitesse de la lumière;
$\beta = \frac{v}{c}$ rapport des vitesses précédentes;
E, H champs électrique et magnétique produits par l'électron en mouvement;
$F = E + \frac{1}{c}[UH]$, $F_h = E_h + \frac{1}{c}[UH_h]$;
$H' = H - \frac{1}{c}[UE]$;

$P = \frac{c}{4\pi}[EH]$ vecteur de Poynting;
W_e, W_m, W énergies électrique, magnétique et totale;
$L = W_e - W_m$ fonction de Lagrange;
G, G vecteur égal à l'impulsion et sa grandeur;
M vecteur égal au moment d'impulsion;
K force extérieure;
Θ couple extérieur;
A_i, A_h travaux des forces intérieures et extérieures;
Φ potentiel électrostatique, scalaire;
A potentiel vecteur;
$\varphi = \Phi - \frac{1}{c}(UA)$ potentiel de convection;
ρ densité en volume des charges électriques;
e charge de l'électron en unités électrostatiques;
$\varepsilon = \frac{e}{c}$ charge de l'électron en unités électromagnétiques;
μ_0 masse électromagnétique aux faibles vitesses;
$\mu_1 = \frac{3}{4}\mu_0\chi(\beta) = \frac{3}{4}\mu_0\frac{1}{\beta^2}\left[-\frac{1}{\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} + \frac{2}{1-\beta^2}\right]$ masse longitudinale;
$\mu_2 = \frac{3}{4}\mu_0\psi(\beta) = \frac{3}{4}\mu_0\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right]$ masse transversale;
I moment d'inertie électromagnétique;
a rayon de l'électron.

2. — Les équations fondamentales.

Nous supposons à l'électron, à l'atome d'électricité négative, une charge e mesurée en unités électrostatiques C.G.S. Nous considérons les électrons en mouvement dans les rayons cathodiques ou de Becquerel comme des sphères de rayon a. Au point de vue de la répartition de la charge, nous ferons les deux hypothèses les plus simples. L'électricité sera supposée distribuée uniformément, soit dans le volume, soit sur la surface de la sphère; nous distinguerons ces deux cas par les expressions *charge en volume* et *charge en surface*. Dans la théorie générale, nous supposerons toujours une densité en volume finie ρ et nous considérerons ensuite la charge en surface comme le cas limite d'une répartition uniforme de la charge entre deux sphères concentriques.

Notre première hypothèse est que l'électricité est liée à l'élément de volume d'un électron invariable comme la matière aux éléments de volume d'un solide invariable. La cinématique du solide invariable est donc applicable au mouvement d'un électron et de l'électricité qui lui est liée.

Si V est le vecteur qui représente la vitesse du centre de l'électron ou la *vitesse de translation,* si Ω est la rotation instantanée autour de ce point, et R la distance d'un point de l'électron au centre, la vitesse de ce dernier point est déterminée par l'*équation cinématique fondamentale*

$$\text{(I)} \qquad U = V + [\Omega R].$$

Comme en Mécanique analytique, il est utile en dynamique des électrons de superposer au mouvement réel un *déplacement virtuel* qui satisfait également à l'équation cinématique; nous le désignons par δs et ses composantes par ξ, η, ζ. Celles-ci devront satisfaire aux équations

$$\text{(I}a\text{)} \qquad 0 = \frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\partial\eta}{\partial y} = \frac{\partial\zeta}{\partial z} = \frac{\partial\eta}{\partial z} + \frac{\partial\zeta}{\partial y} = \frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\xi}{\partial z} = \frac{\partial\xi}{\partial y} + \frac{\partial\eta}{\partial x},$$

qui expriment que le déplacement virtuel ne s'accompagne d'aucune déformation de l'électron.

Si le mouvement de l'électron est donné, le champ électromagnétique qu'il produit est déterminé par les *équations du champ de la théorie de Lorentz*

$$\text{(II)} \qquad \begin{cases} (a) & \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial E}{\partial t} = \text{curl.}\, H - \dfrac{4\pi\rho}{c} U, \\ (b) & -\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial H}{\partial t} = \text{curl.}\, E, \\ (c) & \text{div.}\, E = 4\pi\rho, \\ (d) & \text{div.}\, H = 0. \end{cases}$$

E représente le champ électrique en unités électrostatiques et H le champ magnétique en unités électromagnétiques C.G.S. Les équations précédentes diffèrent de celles données par Hertz-Heaviside en ce que le courant de conduction y est remplacé par le courant de convection. *Ce courant de convection est toujours déterminé par la vitesse absolue* U *dans l'électron; les équations* (II) *sont rapportées à un système d'axes fixe par rapport à l'éther. Il en résulte qu'une vitesse absolue de translation de l'électron égale à la vitesse de la lumière c représente une vitesse critique.*

Nous pouvons dès maintenant mettre ces équations sous une forme qui les rapproche davantage des équations primitives de Maxwell; leur importance pour la théorie des électrons a été indiquée par

MM. Th. des Coudres ([1]) et Wiechert ([2]). Soient Φ le *potentiel scalaire* et A le *potentiel vecteur* déterminés par les équations différentielles

$$\text{(II)} \quad \begin{cases} (e) & \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \Delta\Phi = 4\pi\rho, \\ (f) & \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \Delta A = \frac{4\pi\rho}{c} U, \end{cases}$$

les champs s'obtiennent par les différentiations suivantes

$$\text{(II)} \quad \begin{cases} (g) & E = \text{grad}.\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}, \\ (h) & H = \text{curl}.A. \end{cases}$$

Cette forme des équations met en évidence le fait que le champ électromagnétique peut être considéré comme la superposition de perturbations qui se propagent dans l'éther avec la vitesse de la lumière à partir de chaque élément de volume de l'électron.

L'électron est placé dans des champs extérieurs d'intensités E_h et H_h. Pour déterminer le mouvement de l'électron qu'ils produisent, de nouvelles équations sont nécessaires, les équations fondamentales dynamiques ou cinétiques. Les considérations suivantes permettent de les obtenir.

MM. H.-A. Lorentz et Wiechert ont montré qu'on peut retrouver les forces connues qui agissent sur l'électricité en repos ou en mouvement dans les champs électrique et magnétique, si l'on suppose que chaque électron est soumis à la force

$$K = eF_h \qquad \text{avec} \qquad F_h = E_h + \frac{1}{c}[VH_h].$$

L'électron est ici considéré comme une charge ponctuelle. Nous partagerons au contraire l'électron en éléments de volume et nous définirons la force extérieure qui agit sur l'élément de volume $d\tau$ par

$$\text{(1)} \qquad \rho\, d\tau\, F_h \qquad \text{avec} \qquad F_h = E_h + \frac{1}{c}[UH_h].$$

D'après le principe de l'unité des forces électriques et magnétiques posé par Maxwell et Hertz, nous devons considérer comme artificielle la distinction entre un champ électromagnétique *extérieur* à l'élec-

---

([1]) Th. des Coudres, *Arch. néerl.*, 5e série, 1900, p. 652 (*Lorentz Festschrift*).

([2]) E. Wiechert, *Lorentz Festschrift*, 1900, p. 549. — *Ann. der Phys.*, t. IV, 1901, p. 667.

tron et un champ *intérieur* qu'il produit dans son mouvement. En réalité, il n'y a qu'un champ électromagnétique déterminé par

$$E + E_h, \quad H + H_h,$$

de sorte que nous devrons ajouter à la force extérieure (1) une *force intérieure agissant sur l'élément de volume* $d\tau$ *de l'électron*

$$(1a) \qquad \rho\, d\tau\, F \qquad \text{avec} \qquad F = E + \frac{1}{c}[UH].$$

Nous appellerons les deux intégrales suivantes, étendues à tout le volume de l'électron,

$$(1b) \qquad \delta A_h = \int\int\int \rho(F_h\, \delta s)\, d\tau,$$

$$(1c) \qquad \delta A_i = \int\int\int \rho(F \quad \delta s)\, d\tau,$$

les *travaux virtuels* des forces extérieures et intérieures et nous admettrons que, *pour tout déplacement virtuel de l'électron, la somme des travaux des forces intérieures et extérieures s'annule :*

$$(\text{III}) \qquad \delta A_i + \delta A_h = \int\int\int \rho(F + F_h, \delta s)\, d\tau = 0.$$

C'est là notre *équation dynamique fondamentale.*

Si nous appliquons cette équation successivement à une translation et à une rotation virtuelles, elle se transforme dans les deux équations vectorielles

$$\int\int\int \rho \{ F + F_h \} \, d\tau = 0,$$

$$\int\int\int \rho [R, F + F_h]\, d\tau = 0.$$

Nous appellerons

$$(1d) \qquad K = \int\int\int \rho F_h\, d\tau$$

et

$$(1e) \qquad \Theta = \int\int\int \rho [RF_h]\, d\tau$$

la *force et le couple extérieurs résultants;*

$$(1f) \qquad \int\int\int \rho F\, d\tau$$

et

$$\iiint \rho[\mathrm{RF}]\, d\tau$$

seront *la force et le couple intérieurs résultants.*

Les deux équations vectorielles contenues dans l'équation scalaire (III) signifient que *les forces et les couples résultants intérieurs et extérieurs se font équilibre :*

$$\text{(III}a\text{)} \qquad \mathrm{K} + \iiint \rho \mathrm{F}\, d\tau = 0,$$

$$\text{(III}b\text{)} \qquad \Theta + \iiint \rho[\mathrm{RF}]\, d\tau = 0.$$

L'équation cinématique (I), *les équations du champ* (II) *et les équations dynamiques* (III) *sont les bases de la dynamique de l'électron.*

3. — Énergie électromagnétique et quantité de mouvement électromagnétique.

Nous allons, dans ce paragraphe, déduire deux résultats qui correspondent aux principes de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. L'énergétique du champ électromagnétique a été développée par Maxwell, Poynting et Hertz; les expressions de l'énergie électromagnétique et de l'énergie rayonnée auxquelles conduisait la théorie de Maxwell-Hertz restent valables dans la théorie des électrons, ainsi que M. Lorentz (1) l'a montré. Il est facile d'en donner la démonstration.

La *puissance fournie par les forces intérieures* est

$$\frac{dA_i}{dt} = \iiint \rho(\mathrm{UF})\, d\tau = \iiint \rho(\mathrm{UE})\, d\tau.$$

Cette expression peut, grâce à l'équation (IIa), être amenée à la forme

$$\frac{dA_i}{dt} = \frac{c}{4\pi} \iiint \left(\mathrm{E}, \mathrm{curl.H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}\right) d\tau,$$

---

(1) H.-A. LORENTZ, *Versuch einer Theorie der elektr. u. opt. Erscheinungen in bewegten Körpern*, p. 22. Leiden, 1895.

puis, d'après la règle ζ,

$$\frac{c}{4\pi}\int\int\int(\text{E curl. H})\,d\tau = \frac{c}{4\pi}\int\int\int(\text{H curl. E})\,d\tau - \frac{c}{4\pi}\int\int[\text{EH}]_\nu\,d\sigma,$$

d'où il résulte, si l'on tient compte de l'équation (IIb),

$$\text{(IV)}\qquad \frac{dA_i}{dt} + \int\int \text{P}_\nu\,d\sigma = -\frac{d}{dt}\int\int\int\{\text{E}^2 + \text{H}^2\}\frac{d\tau}{8\pi} = -\frac{dW}{dt},$$

où

$$(2)\qquad \text{P} = \frac{c}{4\pi}[\text{EH}]$$

représente le vecteur de Poynting, de sorte que le second terme du premier membre mesure l'énergie rayonnée vers l'extérieur à travers la surface qui limite le champ.

L'équation (IV) signifie par suite que *la puissance fournie par les forces intérieures et le rayonnement est empruntée à la grandeur*

$$(2a)\qquad \text{W} = \int\int\int\{\text{E}^2 + \text{H}^2\}\frac{d\tau}{8\pi},$$

*qu'on appelle l'*énergie électromagnétique du champ.

Comme l'existence d'une énergie électromagnétique, celle d'une quantité de mouvement électromagnétique peut se déduire des équations du champ. M. Poincaré ([1]) l'a montré en s'appuyant sur une transformation donnée par M. Lorentz ([2]) de l'expression (1 f) pour la force intérieure; il énonce un résultat équivalent, sans donner de démonstration, pour l'expression (1 g) du couple intérieur.

Nous allons obtenir à la fois les deux démonstrations en transformant l'expression (1 c) *du travail virtuel des forces intérieures.*

Le vecteur δs de déplacement virtuel n'a été défini que pour un point de l'électron. Nous allons étendre cette définition de la manière suivante : *Imaginons un système d'axes liés à l'électron et participant à tous les mouvements de celui-ci, réels ou virtuels.* Nous représentons maintenant par δs le déplacement virtuel d'un point lié à ce système d'axes, intérieur ou extérieur à l'électron. Grâce à cette

([1]) H. Poincaré, *Arch. néerl.*, 2e série, t. V, 1900, p. 252.
([2]) H.-A. Lorentz, *loc. cit.*, p. 26.

extension, les composantes ξ, η, ζ du déplacement virtuel sont des fonctions continues des coordonnées, et, dans tout l'espace, les équations différentielles

$$(3) \qquad 0 = \frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\partial\eta}{\partial y} = \frac{\partial\zeta}{\partial z} = \frac{\partial\eta}{\partial z} - \frac{\partial\zeta}{\partial y} = \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\zeta}{\partial z} = \frac{\partial\zeta}{\partial y} - \frac{\partial\eta}{\partial x}$$

sont valables et expriment que l'électron et les points liés aux axes fixes par rapport à lui peuvent subir une translation ou une rotation virtuelle, mais aucune déformation.

Nous pouvons également considérer l'expression (1 c) pour le travail virtuel comme une intégrale étendue à tout le volume du champ électromagnétique, limitée par la surface Σ, les éléments de volume extérieurs à l'électron fournissant des éléments différentiels nuls, puisque la densité ρ y est nulle. Nous pouvons transformer cette intégrale en opérant par parties, en obtenant d'abord, grâce à l'équation de définition (1 a) du vecteur F, aux équations du champ (IIac) et à la règle de calcul (γ),

$$\begin{aligned}\delta A_i &= \iiint \rho(\mathrm{E}\,\delta s)\,d\tau + \iiint \frac{\rho}{c}([\mathrm{UH}], \delta s)\,d\tau \\ &= \frac{1}{4\pi}\iiint(\mathrm{E}\,\delta s)\,\mathrm{div.E}\,d\tau + \frac{1}{4\pi}\iiint\left(\mathrm{curl.H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}, [\mathrm{H}\,\delta s]\right)d\tau.\end{aligned}$$

Posons

$$(3a) \qquad \delta A_i = \delta A_e + \delta A_m,$$

$$(3b) \qquad \delta A_e = \frac{1}{4\pi}\iiint(\mathrm{E}\,\delta s)\,\mathrm{div.E}\,d\tau,$$

$$(3c) \qquad \delta A_m = \frac{1}{4\pi}\iiint\left(\mathrm{curl.H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}, [\mathrm{H}\,\delta s]\right)d\tau,$$

δA_e et δA_m sont les portions électrique et magnétique du travail virtuel δA_i, et les composantes des vecteurs E, H, δs doivent y être considérées comme des fonctions continues et dérivables du temps et des coordonnées. Par application de la règle (ε) on obtient

$$(3d) \qquad \delta A_e = \frac{1}{4\pi}\iint(\mathrm{E}\,\delta s)\mathrm{E}_\nu\,d\sigma + \frac{1}{4\pi}\iiint(\mathrm{E}, \mathrm{grad.}(\mathrm{E}\,\delta s))\,d\tau;$$

si l'on exprime le produit intérieur du vecteur E et du gradient de (E δs) en fonction des composantes de E et δs, on remarque que les dérivées de ξ, η, ζ, par rapport aux coordonnées, interviennent

seulement par les combinaisons qui sont nulles d'après (3). Il reste

$$(\mathrm{E}, \operatorname{grad.}(\mathrm{E}\,\delta s)) = -\left\{ \begin{aligned} &\xi\left(\mathrm{E}_x\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial x} + \mathrm{E}_y\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial y} + \mathrm{E}_z\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial z}\right) \\ &+\eta\left(\mathrm{E}_x\frac{\partial \mathrm{E}_y}{\partial x} + \mathrm{E}_y\frac{\partial \mathrm{E}_y}{\partial y} + \mathrm{E}_z\frac{\partial \mathrm{E}_y}{\partial z}\right) \\ &+\zeta\left(\mathrm{E}_x\frac{\partial \mathrm{E}_z}{\partial x} + \mathrm{E}_y\frac{\partial \mathrm{E}_z}{\partial y} + \mathrm{E}_z\frac{\partial \mathrm{E}_z}{\partial z}\right)\end{aligned}\right\}.$$

L'équation du champ (IIb) permet de ramener le facteur de ξ à la forme

$$\mathrm{E}_x\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial x} + \mathrm{E}_y\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial y} + \mathrm{E}_z\frac{\partial \mathrm{E}_x}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial \mathrm{E}^2}{\partial x} + \frac{1}{c}\left\{\mathrm{E}_y\frac{\partial \mathrm{H}_z}{\partial t} - \mathrm{E}_z\frac{\partial \mathrm{H}_y}{\partial t}\right\},$$

les équations analogues pour les facteurs de η et ζ conduisent à l'expression

$$(\mathrm{E}, \operatorname{grad.}(\mathrm{E}\,\delta s)) = \frac{1}{2}(\delta s, \operatorname{grad.}\mathrm{E}^2) - \left(\delta s.\frac{1}{c}\left[\mathrm{E}\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial t}\right]\right).$$

Comme d'ailleurs on a, d'après les relations (3),

$$\operatorname{div.}\delta s = \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0,$$

on obtient, par la règle de calcul (ε),

$$\frac{1}{2}(\delta s, \operatorname{grad.}\mathrm{E}^2) = -\frac{1}{2}\operatorname{div.}\mathrm{E}^2\,\delta s,$$

de sorte que l'expression (3d) prend finalement la forme

$$(3e)\quad \delta\mathrm{A}_e = \frac{1}{8\pi}\int\!\!\int[2(\mathrm{E}\,\delta s)\mathrm{E}_\nu - \mathrm{E}^2\,\delta_\nu s]\,d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int\!\!\int\left(\delta s, \frac{1}{c}\left[\mathrm{E}\frac{\partial \mathrm{H}}{\partial t}\right]\right)d\tau;$$

$\delta_\nu s$ représente la composante normale du déplacement virtuel, pour un point de la surface Σ qui limite le champ; l'intégrale superficielle dépend seulement du champ électrique et pas du champ magnétique. Une intégrale correspondante dépendant seulement du champ magnétique peut se séparer de l'expression (3c).

L'emploi des règles de calcul (γ) et (α) permet d'écrire

$$(3f)\quad \left\{\begin{aligned} \delta\mathrm{A}_m = &\frac{1}{4\pi}\int\!\!\int\!\!\int(\operatorname{curl.}\mathrm{H}, [\mathrm{H}\,\delta s])\,d\tau \\ &-\frac{1}{4\pi}\int\!\!\int\!\!\int\left(\delta s, \frac{1}{c}\left[\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}\mathrm{H}\right]\right)d\tau.\end{aligned}\right.$$

La règle (ζ) fournit l'identité

$$(\text{curl.} H, [H\,\delta s]) = (H, \text{curl.}[H\,\delta s]) + \text{div.}[H, [H\,\delta s]],$$

dont les deux termes du second membre peuvent se transformer. La règle (η) donne, en tenant compte de div. H = o (II d) et de div. δs = o, d'après (3),

$$\text{curl.}[H\,\delta s] = (\delta s \nabla) H - (H\nabla)\,\delta s,$$

d'où

$$\begin{aligned}(H, \text{curl.}[H\,\delta s]) = \quad & H_x\left(\xi \frac{\partial H_x}{\partial x} + \eta \frac{\partial H_x}{\partial y} + \zeta \frac{\partial H_x}{\partial z}\right) \\ & + H_y\left(\xi \frac{\partial H_y}{\partial x} + \eta \frac{\partial H_y}{\partial y} + \zeta \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) \\ & + H_z\left(\xi \frac{\partial H_z}{\partial x} + \eta \frac{\partial H_z}{\partial y} + \zeta \frac{\partial H_z}{\partial z}\right),\end{aligned}$$

car les termes provenant de $(H\nabla)\,\delta s$ s'annulent en vertu des équations (3). On peut donc écrire, par application de la règle ε,

$$(H, \text{curl.}[H\,\delta s]) = -\frac{1}{2}(\delta s, \text{grad.} H^2) = \frac{1}{2}\text{div.} H^2\,\delta s.$$

Puis, par application de la règle (δ),

$$[H, [H\,\delta s]] = H(H\,\delta s) - H^2\,\delta s.$$

D'où, finalement,

$$(\text{curl.} H, [H\,\delta s]) = \text{div.}\left\{ H(H\,\delta s) - \frac{1}{2} H^2\,\delta s \right\},$$

et (3 f) prend la forme

$$(3\,g)\quad \left\{\begin{aligned}\delta A_m = & \frac{1}{8\pi}\int\!\!\int \left\{ 2(H\,\delta s) H_\nu - H^2\,\delta_\nu s \right\} d\sigma \\ & - \frac{1}{4\pi}\int\!\!\int\!\!\int \left(\delta s, \frac{1}{c}\left[\frac{\partial E}{\partial t} H\right]\right) d\tau.\end{aligned}\right.$$

En additionnant (3e) et (3g) on obtient enfin l'*expression transformée du travail virtuel des forces intérieures* :

$$(3\,h)\quad \left\{\begin{aligned}\delta A_i = & -\int\!\!\int\!\!\int \left(\delta s, \frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}\right) d\tau \\ & + \int\!\!\int \left\{ 2(E\,\delta s) E_\nu - E^2\,\delta_\nu s + 2(H\,\delta s) H_\nu - H^2\,\delta_\nu s \right\} \frac{d\sigma}{8\pi}.\end{aligned}\right.$$

L'intégrale superficielle obtenue fait intervenir les *pressions de Maxwell*. Représentons la pression ainsi exercée en un point de la

surface Σ par le champ électromagnétique que produit l'électron par Π et ses composantes par X_ν, Y_ν, Z_ν. On sait que

$$-X_\nu = \frac{1}{8\pi}(2E_x E_\nu - E^2 \cos\nu x) + \frac{1}{8\pi}(2H_x H_\nu - H^2 \cos\nu x),$$

$$-Y_\nu = \frac{1}{8\pi}(2E_y E_\nu - E^2 \cos\nu y) + \frac{1}{8\pi}(2H_y H_\nu - H^2 \cos\nu y),$$

$$-Z_\nu = \frac{1}{8\pi}(2E_z E_\nu - E^2 \cos\nu z) + \frac{1}{8\pi}(2H_z H_\nu - H^2 \cos\nu z).$$

Les composantes sont prises avec le signe — parce que, contrairement aux conventions ordinaires, les pressions sont exercées sur Σ par le champ électromagnétique *intérieur*. Le *travail virtuel* des *pressions de Maxwell* est

$$(\Pi\,\delta s) = \xi X_\nu + \eta Y_\nu + \zeta Z_\nu = -\frac{1}{8\pi}\{2(E\,\delta s)E_\nu - E^2\,\delta_\nu s + 2(H\,\delta s)H_\nu - H^2\,\delta_\nu s\}.$$

Introduisant cette expression dans (3 h), il vient

$$(\text{V}) \qquad \delta A_i = \int\int(\Pi\,\delta s)\,d\sigma = -\int\int\int\left(\delta s, \frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}\right)d\tau.$$

Cette équation est valable pour tout déplacement virtuel de l'électron et du système qui lui est lié; en l'appliquant à une translation virtuelle on obtient la *transformation de Lorentz-Poincaré pour l'expression de la force résultante intérieure :*

$$(\text{V}\,a) \qquad \int\int\int \rho F\,d\tau + \int\int \Pi\,d\sigma = -\int\int\int \frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}\,d\tau$$

et, en l'appliquant à une rotation virtuelle, on obtient la *transformation correspondante pour le couple résultant intérieur :*

$$(\text{V}\,b) \quad \int\int\int \rho[RF]\,d\tau + \int\int[R\Pi]\,d\sigma = -\int\int\int\left[R, \frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}\right]d\tau.$$

L'introduction d'un déplacement virtuel dans la démonstration des relations (V a), (V b) est un simple artifice mathématique : ces formules, comme la relation (IV), sont des conséquences des seules équations du champ. L'analogie de forme des relations (IV), (V a) et (V b) est remarquable. Dans chaque cas, une intégrale étendue au volume de l'électron est transformée en la somme d'une intégrale étendue à tout le volume occupé par le champ et d'une intégrale de surface; de plus, le coefficient différentiel dans l'intégrale du champ ne fait intervenir que la dérivée par rapport au temps d'une fonction

des deux intensités des champs électrique et magnétique. De même que la relation (IV) a permis de définir une *énergie électromagnétique,* les relations (V *a*) et (V *b*) conduisent à la définition d'une *quantité de mouvement électromagnétique.*

Il nous faut d'abord examiner de plus près la signification de l'équation (IV). Dans ce but, supposons que la surface Σ limitant le champ soit celle d'un corps quelconque : la théorie électromagnétique et l'expérience s'accordent pour démontrer que le vecteur de Poynting P détermine l'énergie rayonnée vers ce corps. La relation (IV) semble tout d'abord contredire le principe de conservation de l'énergie, en ce sens que la somme des énergies fournie par le champ aux forces qu'il exerce sur l'électron et rayonnée vers la surface Σ n'est pas nulle; mais nous pouvons retrouver le principe en introduisant une énergie répartie dans le champ avec la densité $\frac{E^2+H^2}{8\pi}$, dont la diminution représente la somme précédente.

Les équations (V *a*) et (V *b*) se laissent interpréter d'une manière tout à fait semblable. Les expériences sur la pression de radiation et la théorie qui déduit de celle-ci l'intensité du rayonnement noir en fonction de la température s'accordent pour démontrer que les pressions de Maxwell représentent réellement les forces exercées par le champ sur la surface Σ des corps qui le limitent. Mais alors les relations (V*a*) et (V*b*) semblent en contradiction avec le principe d'égalité de l'action et de la réaction : les forces exercées par le champ sur l'électron d'une part et sur la surface Σ d'autre part ne se font pas équilibre. *Mais nous pouvons retrouver le principe en introduisant une quantité de mouvement électromagnétique répartie dans le champ avec la densité* $\frac{P}{c^2}$. En tout point du champ où le vecteur de Poynting varie avec le temps intervient l'équivalent d'une force $-\frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}$ par unité de volume; en composant toutes ces forces par les procédés de la statique des solides, on obtient la force et le couple résultants du champ qui trouvent leurs équivalents en partie sur l'électron, en partie sur la surface Σ. La forme des relations (V *a*), (V *b*) suffit à elle seule pour impliquer l'existence d'une quantité de mouvement électromagnétique.

4. — Les équations du mouvement de l'électron.

Nous avons supposé, dans la discussion précédente, la surface limite du champ Σ déterminée par des corps matériels.

En réalité, de semblables corps sont toujours présents et une solution correcte du problème de mouvement des électrons doit tenir compte de cette présence. Dans les recherches sur les rayons cathodiques et les rayons de Becquerel, ces corps sont les parois du tube partiellement vide où se produit la déviation magnétique ou les plateaux du condensateur entre lesquels a lieu la déviation électrostatique. Dans ces corps, les équations du champ électromagnétique établies pour l'éther ne sont plus valables; comme nous avons pris ces équations pour base, il nous faut limiter le champ de manière que ces corps soient exclus. Il est vrai, qu'au strict point de vue de la théorie des électrons, la modification des équations dans les milieux matériels tient simplement à ce que les électrons qui constituent ceux-ci sont mis en mouvement et produisent aussi un champ électromagnétique. Si cette hypothèse se confirme, elle permettra de faire intervenir dans le vecteur F_h la réaction des corps extérieurs sur le mouvement de l'électron. On n'est pas encore parvenu jusqu'ici à interpréter, de manière satisfaisante, les actions exercées par la matière sur les rayons cathodiques ou de Becquerel en partant de l'hypothèse précédente. Les problèmes dans lesquels ces actions jouent un rôle essentiel, par exemple ceux de la réflexion des rayons cathodiques, l'émission des rayons de Becquerel, ne sont donc pas atteints par la théorie actuelle.

Nous nous limitons aux mouvements d'électrons qui ne sont pas influencés directement par la matière et où interviennent seules des actions purement électriques et magnétiques, déterminées par le calcul des intensités E_h, H_h des *champs extérieurs.* A ce groupe d'actions appartiennent celles exercées sur les électrons en mouvement dans les rayons cathodiques ou de Becquerel par ceux qui les accompagnent; la manière la plus simple d'en tenir compte serait d'ajouter aux champs électrique et magnétique produits par une batterie d'accumulateurs ou par un aimant, les champs de même nature dus au courant stationnaire de convection que les rayons représentent. L'erreur commise en négligeant cette dernière action est d'autant plus faible que les derniers champs sont plus petits par rapport aux premiers.

Si nous supposons que toutes les actions électromagnétiques exercées sur l'électron sont comprises dans la force et le couple extérieurs et si nous négligeons les autres influences provenant de la matière, il n'est pas nécessaire de tracer une surface pour limiter le champ produit par l'électron et nous pouvons le supposer étendu à l'espace tout entier, pour lequel les équations de Hertz-Maxwell s'appliquent. *Nous rejetons ainsi à l'infini les limites du champ et nous calculons l'énergie et la quantité de mouvement électromagnétiques de ce champ comme si l'électron existait seul dans l'espace. C'est sous cette forme simplifiée que nous allons maintenant envisager le problème du mouvement de l'électron.*

On démontre facilement que les intégrales de surface des équations (IV), (V), (V a), (V b) s'annulent quand Σ s'éloigne à l'infini. On peut s'en rendre compte de la manière suivante, si l'on veut développer la dynamique d'un électron qui se trouve en repos jusqu'à l'instant $t = 0$ où commencent à agir les forces extérieures. La perturbation du champ produite par le mouvement que prend l'électron se propage, à partir de celui-ci, avec une vitesse finie qui est celle de la lumière et n'atteint un point de la surface limite qu'au bout d'un temps infini. Pour toute valeur finie du temps, le champ sur cette surface est le champ électrostatique initial; par suite, le vecteur de Poynting P s'y annule en tout point comme l'intégrale superficielle de la relation (IV); la partie magnétique de la pression Π de Maxwell s'annule aussi, tandis que la partie électrique diminue suivant l'inverse de la quatrième puissance de la distance. Si la surface limite est voisine d'une sphère, dont le centre coïncide avec la position initiale de l'électron, les intégrales de surface contenues dans (V), (V a), (V b) tendent vers zéro quand le rayon de cette sphère augmente indéfiniment, l'intégrale de (V), (V b) au moins comme l'inverse du rayon, et celle de (V a) au moins comme l'inverse du carré du rayon. Nous pouvons donc supprimer ces intégrales dans la solution du premier problème considéré.

Il est encore utile d'examiner une autre question : comment se meut un électron qui, entre les instants $t = -\infty$ et $t = 0$, possédait une vitesse constante et sur lequel les forces extérieures commencent ensuite à agir. On considérera encore la sphère ayant pour centre la position de l'électron pour $t = 0$ et l'on choisira son rayon assez grand, pour que les perturbations émises par l'électron aux instants ultérieurs ne l'aient pas encore atteinte. Sur cette sphère se trouve donc à tout instant le champ qui correspond au mouvement initial

uniforme. Nous démontrerons, au paragraphe 6, que dans un semblable mouvement les champs diminuent en raison inverse du carré de la distance au centre de l'électron. Il en résulte que, si le rayon de la sphère augmente indéfiniment, les intégrales superficielles dans (IV) et (V *b*) tendent vers zéro comme l'inverse du carré du rayon et celle de (V), (V *b*) comme l'inverse du rayon. Dans le cas de ce second problème, les intégrales de surface disparaissent aussi et les relations prennent une forme plus simple.

Nous appellerons l'intégrale de volume étendue à tout l'espace :

$$(5)\qquad W = \iiint \{E^2 + H^2\} \frac{d\tau}{8\pi} \quad \textit{l'énergie de l'électron,}$$

en distinguant les deux parties :

$$(5\,a)\qquad W_e = \iiint E^2 \frac{d\tau}{8\pi} \quad \textit{l'énergie électrique,}$$

$$(5\,b)\qquad W_m = \iiint H^2 \frac{d\tau}{8\pi} \quad \textit{l'énergie magnétique.}$$

La relation (IV) peut s'écrire

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{dA_i}{dt} = -\iiint \rho(\mathrm{UF})\, d\tau.$$

En transformant cette expression au moyen de l'équation cinématique (I) et des équations dynamiques (III *a*) et (III *b*), on obtient

$$(\mathrm{VI})\qquad \frac{dW}{dt} = (\mathrm{VK}) + (\Omega\Theta) = \iiint \rho(\mathrm{UF}_h)\, d\tau = \frac{dA_h}{dt}.$$

Cette équation exprime la loi d'énergie : l'accroissement d'énergie W de l'électron est égal au travail de la force extérieure.

Si les intégrales superficielles sont supprimées dans les équations (V *a*), (V *b*), ces relations expriment la force intérieure, au moyen de la quantité de mouvement électromagnétique.

En tout point du champ où la densité de la quantité de mouvement électromagnétique varie avec le temps, il s'exerce sur le système rigidement lié à l'électron une réaction correspondante,

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{par unité de volume.}$$

La somme géométrique de toutes ces forces donne la force intérieure résultante; la somme de leurs moments donne le couple

intérieur résultant. De la même manière, par suite de la relation (V), le travail virtuel des forces intérieures est égal au travail virtuel qu'effectuent les réactions précédentes dans un déplacement virtuel de l'électron et d'un système rigidement lié à lui.

Si l'on introduit la relation (V) dans l'équation dynamique (III), on obtient

$$\text{(VII)} \qquad \delta A_h - \int\int\int\left(\delta s, \frac{1}{c^2}\frac{\partial P}{\partial t}\right) d\tau = 0.$$

Cette expression de la loi du mouvement correspond au principe de d'Alembert.

On obtient une autre forme de la loi du mouvement en introduisant les relations (V *a*), (V *b*) dans les expressions (III *a*), (III *b*) des équations dynamiques. Appelons

$$\text{(5 } c\text{)} \qquad G = \frac{1}{c_1}\int\int\int P\, d\tau \qquad \text{l'impulsion de l'électron,}$$

$$\text{(5 } d\text{)} \qquad M = \frac{1}{c^2}\int\int\int [RP]\, d\tau \qquad \text{son moment d'impulsion,}$$

par rapport au centre de l'électron. On aura

$$\text{(5 } e\text{)} \qquad \left\{\begin{aligned} \frac{dG}{dt} &= \frac{1}{c^2}\int\int\int \frac{\partial P}{\partial t}\, d\tau, \\ \frac{dM}{dt} &= \frac{1}{c^2}\int\int\int \left[\frac{\partial R}{\partial t} P\right] d\tau + \frac{1}{c^2}\int\int\int \left[R \frac{\partial P}{\partial t}\right] d\tau, \end{aligned}\right.$$

$\frac{\partial R}{\partial t}$ est le changement que subit, par suite du mouvement de l'électron, le rayon vecteur qui va du centre de celui-ci à un point fixe dans l'espace. Comme V est la vitesse du centre, on a

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -V,$$

d'où

$$\int\int\int \left[\frac{\partial R}{\partial t} P\right] d\tau = -[VG]$$

et

$$\text{(5 } f\text{)} \qquad \frac{dM}{dt} = -[VG] + \frac{1}{c^2}\int\int\int \left[R \frac{\partial P}{\partial t}\right] d\tau.$$

Par combinaison de (5 *e*), (5 *f*), (V *a*), (V *b*) et (III *a*), (III *b*), on obtient les équations qui déterminent les variations avec le temps

de l'impulsion et du moment d'impulsion, les *lois d'impulsion* :

$$\frac{dG}{dt} = K, \tag{VII a}$$

$$\frac{dM}{dt} + [VG] = \Theta. \tag{VII b}$$

Ces *équations du mouvement de l'électron* correspondent exactement aux équations différentielles que l'on obtient pour le mouvement d'un corps solide dans un fluide parfait. Cependant, dans le problème mécanique, les composantes de l'impulsion et du moment d'impulsion sont des fonctions linéaires des vitesses actuelles de translation et de rotation. Il en est autrement dans le problème électrodynamique : la relation entre G, M et les composantes de la vitesse n'est nullement linéaire. *En réalité,* l'impulsion et le moment d'impulsion ne dépendent pas seulement du mouvement actuel de l'électron, mais de toute son histoire antérieure. Car l'impulsion et le moment d'impulsion sont déterminés par des intégrales étendues à tout l'espace occupé par le champ électromagnétique et celui-ci est constitué par la superposition des perturbations émises par l'électron, depuis un temps très reculé jusqu'à l'instant actuel. Cette circonstance crée la grande complication de notre problème, qui ne semble pas rendre possible une solution complète de la dynamique de l'électron. C'est seulement pour des catégories spéciales de mouvements que les impulsions sont des fonctions de la vitesse actuelle, et ces fonctions ne sont linéaires que pour une translation de très faible vitesse.

5. — Transformation des équations du champ par introduction d'un système de coordonnées lié à l'électron.

Nous avons déjà envisagé, au troisième paragraphe, un système d'axes rigidement lié à l'électron. Nous allons calculer les variations avec le temps des champs et du potentiel vecteur pour un point fixe par rapport à ce système qui participe au mouvement de rotation de l'électron; nous représenterons ces variations par

$$\frac{\partial' E}{\partial t}, \quad \frac{\partial' H}{\partial t}, \quad \frac{\partial' A}{\partial t}.$$

En introduisant ces quantités dans les équations du champ, nous obtiendrons celles-ci rapportées aux axes mobiles.

$\frac{\partial' A}{\partial t}$ se compose de trois parties : la première est la variation $\frac{\partial A}{\partial t}$ au

point correspondant de l'espace fixe; la deuxième tient au déplacement du point lié à l'électron avec la vitesse U, elle donne $(U\nabla)A$. Enfin, il faut introduire la portion qui provient de la rotation des axes mobiles; la dynamique des solides (¹) donne, pour ce changement, $[A\Omega]$. Le changement total est

$$\frac{\partial' A}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial t} + [U\nabla]A + [A\Omega]. \tag{6}$$

De la même manière, on obtient

$$\frac{\partial' E}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t} + [U\nabla]E + [E\Omega], \tag{6a}$$

$$\frac{\partial' H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial t} + [U\nabla]H + [H\Omega]. \tag{6b}$$

Les vecteurs G et M, l'impulsion et le moment d'impulsion sont toujours rapportés au centre de l'électron et sont définis par des intégrales étendues au volume entier. Pour eux, la seconde cause de variation est absente et l'on a, comme pour un solide invariable,

$$\frac{d' G}{dt} = \frac{dG}{dt} + [G\Omega], \tag{6c}$$

$$\frac{d' M}{dt} = \frac{dM}{dt} + [M\Omega]. \tag{6d}$$

De même que nous avons étendu à tout point lié au système mobile la définition donnée par l'équation (I) pour la vitesse U d'un point, nous pouvons étendre le sens de l'expression (1 *a*) qui définissait la force F agissant sur un point de l'électron,

$$F = E + \frac{1}{c}[UH].$$

En dehors de l'électron, ce vecteur F donne la force qui agit sur une charge électrique unité liée aux axes mobiles. Son correspondant magnétique, le vecteur

$$H'' = H - \frac{1}{c}[UE],$$

représente la force exercée par le champ sur un pôle d'aimant unité lié aux axes mobiles.

Nous associerons à l'équation (6) une relation qu'on obtient en

---

(¹) *Cf.* B.-E.-J. ROUTH, *Rigid Dynamics*.

exprimant le vecteur F en fonction des potentiels au moyen des équations du champ (II g) et (II h),

$$F = \text{grad.}\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{c}[\text{U curl. A}].$$

La règle δ donne

$$-\text{grad.}(\text{UA}) = [\text{U curl. A}] + [\text{A curl. U}] + (\text{U}\nabla)\text{A} + (\text{A}\nabla)\text{U};$$

comme l'équation cinématique (I) donne

$$\text{curl. U} = 2\Omega \quad \text{et} \quad (\text{A}\nabla)\text{U} = -[\text{A}\Omega],$$

on a

$$[\text{U curl. A}] = -\text{grad.}(\text{UA}) - (\text{U}\nabla)\text{A} - [\text{A}\Omega].$$

D'où

$$F = \text{grad.}\left\{\Phi - \frac{1}{c}(\text{UA})\right\} - \frac{1}{c}\left\{\frac{\partial A}{\partial t} + (\text{U}\nabla)\text{A} + [\text{A}\Omega]\right\}.$$

En tenant compte de l'équation (6) et en posant pour abréger

(7 a) $$\varphi = \Phi - \frac{1}{c}(\text{UA}),$$

on obtient

(7 b) $$F = \text{grad.}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial' A}{\partial t}.$$

Il est évidemment indifférent pour le calcul du gradient, du curl. ou de la divergence que les points soient rapportés aux axes fixes ou aux axes mobiles : car on considère uniquement la position actuelle des axes et non leur mouvement dans les dérivées par rapport aux coordonnées, et l'on obtient des quantités vectorielles ou scalaires indépendantes de l'orientation des axes, qui sont des invariants d'une transformation de coordonnées. La notation vectorielle que nous employons nous dispense de transformer les quantités vectorielles et scalaires qui dépendent seulement de la répartition en volume du champ.

Par conséquent, l'équation (II h) H = curl. A conserve la même forme dans le nouveau système. L'équation (7 b) donne alors

(7 c) $$-\frac{1}{c}\frac{\partial' H}{\partial t} = \text{curl. F},$$

qui représente la transformée dans le nouveau système de l'équation du champ (II b); on peut l'obtenir aussi à partir de l'équation (6 b)

par le procédé qui va nous servir à transformer l'équation (IIa) au moyen de (6a).

Calculons le curl. du vecteur H' défini par (7) en appliquant la règle η,

$$\text{curl.}\,H' = \text{curl.}\,H - \frac{1}{c}\left\{(E\nabla)U - (U\nabla)E + U\,\text{div.}\,E - E\,\text{div.}\,U\right\}.$$

Comme div. U = o et $(E\nabla)U = -[E\Omega]$ on obtient, en tenant compte des équations (IIa), (IIc),

$$\text{curl.}\,H' = \frac{1}{c}\left\{\frac{\partial E}{\partial t} + (U\nabla)E + [E\Omega]\right\}.$$

D'où, grâce à (6a),

(7d)
$$\frac{1}{c}\frac{\partial' E}{\partial t} = \text{curl.}\,H',$$

équation qui est la *première équation du champ rapportée aux axes mobiles*. Les équations du champ (IIc), (IId) conservent la même forme.

La nouvelle forme des équations du champ nous amène à considérer une classe de *mouvements remarquables. Ils sont caractérisés par ceci que les champs dérivés des potentiels scalaire* Φ *et vecteur* A *sont stationnaires par rapport aux axes mobiles*. Pour ces mouvements $\frac{\partial' A}{\partial t}$ et $\frac{\partial' H}{\partial t}$ s'annulent. Il en résulte par (7c) que *le champ du vecteur* F *est irrotationnel dans les mouvements remarquables. D'après* (7b) φ *est le potentiel dont* F *est le gradient; ce potentiel* φ *est défini par* (7a) *et sera nommé* potentiel de convection *dans le cas considéré. Seuls les champs qui correspondent aux mouvements remarquables possèdent un potentiel de convection.*

On transformera les équations du mouvement pour les rapporter aux axes mobiles au moyen de (6c) et (6d) et l'on obtient pour (VIIa) et (VIIb) :

(8)
$$\frac{d' G}{dt} = K + [G\Omega],$$

(8a)
$$\frac{d' M}{dt} = \Theta + [M\Omega] - [VG].$$

D'après les règles γ, α on a l'identité

$$(V, [G\Omega]) = ([VG], \Omega) = (\Omega, [VG]),$$

il vient

$$\left(\mathrm{V}\frac{d'\mathrm{G}}{dt}\right)+\left(\Omega\frac{d'\mathrm{M}}{dt}\right)=(\mathrm{VK})+(\Omega\Theta),$$

dont l'introduction dans l'équation de l'énergie (VI) donne

$$\frac{d\mathrm{W}}{dt}=\left(\mathrm{V}\frac{d'\mathrm{G}}{dt}\right)+\left(\Omega\frac{d'\mathrm{M}}{dt}\right). \tag{8b}$$

Cette relation déduite de la loi d'énergie et de la loi d'impulsion est importante pour la suite; car elle établit une propriété du champ produit par l'électron indépendante de la nature des forces extérieures.

Nous obtenons une autre forme de cette relation en remarquant que pour une quantité scalaire comme W, (VG) et (ΩM) la variation avec le temps est indépendante du mouvement de rotation des axes; par suite,

$$\frac{d}{dt}(\mathrm{VG})=\left(\mathrm{V}\frac{d'\mathrm{G}}{dt}\right)+\left(\mathrm{G}\frac{d'\mathrm{V}}{dt}\right),$$

$$\frac{d}{dt}(\Omega\mathrm{M})=\left(\Omega\frac{d'\mathrm{M}}{dt}\right)+\left(\mathrm{M}\frac{d'\Omega}{dt}\right).$$

Il vient donc

$$\frac{d}{dt}\{(\mathrm{VG})+(\Omega\mathrm{M})-\mathrm{W}\}=\left(\mathrm{G}\frac{d'\mathrm{V}}{dt}\right)+\left(\mathrm{M}\frac{d'\Omega}{dt}\right). \tag{8c}$$

Ceci est la relation entre l'énergie et l'impulsion qui nous conduira aux équations de Lagrange (§ 10). Donnons encore quelques relations qui seront utiles dans ce but.

De la définition des vecteurs F, H' résultent les identités

$$\iiint(\mathrm{EF})\,\frac{d\tau}{8\pi}=\mathrm{W}_e+\frac{1}{c}\iiint(\mathrm{E},[\mathrm{UH}])\frac{d\tau}{8\pi},$$

$$\iiint(\mathrm{HH'})\frac{d\tau}{8\pi}=\mathrm{W}_m-\frac{1}{c}\iiint(\mathrm{H},[\mathrm{UE}])\frac{d\tau}{8\pi}.$$

On a d'ailleurs, par les règles α, β, γ,

$$-(\mathrm{E},[\mathrm{UH}])=(\mathrm{H},[\mathrm{UE}])=(\mathrm{U},[\mathrm{EH}])=\frac{4\pi}{c}(\mathrm{UP}),$$

d'où, par application de (I), (5c), (5d),

$$-\frac{1}{c}\iiint\frac{d\tau}{8\pi}(\mathrm{E},[\mathrm{UH}])=\frac{1}{c}\iiint(\mathrm{H},[\mathrm{UE}])\frac{d\tau}{8\pi}$$

$$=\frac{1}{2c^2}\iiint(\mathrm{UP})\,d\tau=\frac{1}{2}(\mathrm{VG})+\frac{1}{2}(\Omega\mathrm{M}).$$

On en déduit

$$(9)\qquad \iiint (\mathrm{EF})\,\frac{d\tau}{8\pi} = \mathrm{W}_e - \frac{1}{2}(\mathrm{VG}) - \frac{1}{2}(\Omega\mathrm{M}),$$

$$(9a)\qquad \iiint (\mathrm{HH}')\,\frac{d\tau}{8\pi} = \mathrm{W}_m - \frac{1}{2}(\mathrm{VG}) - \frac{1}{2}(\Omega\mathrm{M}).$$

Par addition et soustraction on obtient

$$(9b)\qquad (\mathrm{VG}) + (\Omega\mathrm{M}) - \mathrm{W} = -\iiint (\mathrm{EF})\,\frac{d\tau}{8\pi} - \iiint (\mathrm{HH}')\,\frac{d\tau}{8\pi},$$

$$(9c)\qquad \mathrm{W}_m - \mathrm{W}_e = -\iiint (\mathrm{EF})\,\frac{d\tau}{8\pi} + \iiint (\mathrm{HH}')\,\frac{d\tau}{8\pi}.$$

Une autre expression pour la différence des énergies magnétique et électrique résulte des équations du champ (II); d'après (IIh) on a

$$\mathrm{W}_m = \iiint (\mathrm{H}\ \mathrm{curl.}\,\mathrm{A})\,\frac{d\tau}{8\pi}.$$

La règle ζ donne

$$\mathrm{W}_m = \iiint (\mathrm{A}\ \mathrm{curl.}\,\mathrm{H})\,\frac{d\tau}{8\pi} + \iint [\mathrm{AH}]_\nu\,\frac{d\sigma}{8\pi},$$

si nous supposons le champ limité par une surface Σ. L'équation du champ (IIa) donne

$$\mathrm{W}_m = \iiint \rho(\mathrm{UA})\,\frac{d\tau}{2c} + \frac{1}{8\pi c}\iiint \left(\mathrm{A}\,\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}\right) d\tau + \iint [\mathrm{AH}]_\nu\,\frac{d\sigma}{8\pi};$$

d'autre part on a, d'après (IIg),

$$\mathrm{W}_e = \iiint \left(\mathrm{E},\ \mathrm{grad.}\,\Phi - \frac{1}{c}\,\frac{\partial \mathrm{A}}{\partial t}\right)\frac{d\tau}{8\pi}$$

et par la règle ε

$$\mathrm{W}_e = \iiint \frac{\rho\Phi}{2}\,d\tau - \iiint \left(\frac{\partial \mathrm{A}}{\partial t},\ \mathrm{E}\right)\frac{d\tau}{8\pi c} - \iint \Phi\,\mathrm{E}_\nu\,\frac{d\sigma}{8\pi}.$$

Si la surface Σ s'éloigne indéfiniment, les deux intégrales de surface tendent vers zéro dans le cas des deux problèmes envisagés au paragraphe 4. Dans la première hypothèse sur l'état initial, A et H sont nuls sur la surface; $\Phi\,\mathrm{E}_\nu$ est, comme en Électrostatique, inversement proportionnel à la troisième puissance du rayon, et l'intégrale de surface tend vers zéro comme l'inverse du rayon. Il en est de même pour tous les mouvements stationnaires, en particulier pour les mouvements remarquables du paragraphe 10, où Φ, A varient comme la

puissance — 1 et E, H comme la puissance — 2 du rayon. Les intégrales de surface s'annulent donc comme la puissance — 1 du rayon. On en déduit, d'après (7a),

$$(9d) \qquad W_m - W_e = -\iiint \frac{\rho\varphi}{2}\, d\tau + \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\iiint (\mathrm{EA})\frac{d\tau}{8\pi}.$$

Relation qui n'a de sens que si la seconde intégrale possède une valeur finie quand on l'étend à tout l'espace; ceci a lieu pour les mouvements remarquables, ainsi que nous le démontrerons au paragraphe 10.

6. — Translation uniforme.

Occupons-nous maintenant de cas particuliers auxquels nous sommes conduits de la manière suivante : nous avons supposé un mouvement régi par l'opération cinématique (I), et les équations (II) nous permettent de calculer le champ électromagnétique correspondant. Admettant ensuite que les équations dynamiques (III) sont satisfaites, nous les avons modifiées par la transformation qui nous a conduits aux *équations du mouvement* (VIIa), (VIIb). Cette transformation suppose que certaines intégrales superficielles étendues à la limite Σ du champ supposée infiniment éloignée s'annulent; il nous faut démontrer maintenant que les intensités des champs se comportent effectivement à l'infini comme il est nécessaire pour que ces intégrales s'annulent.

Le problème dont nous allons nous occuper est celui de l'état initial correspondant au second problème du paragraphe 4. L'électron est supposé se mouvoir depuis un temps infini avec une vitesse constante en grandeur et en direction. Ce mouvement satisfait évidemment à l'équation cinématique (I) si l'on pose $\Omega = 0$ et $U = V$. L'axe des x sera supposé parallèle à la direction du mouvement, de sorte que $V_y = V_z = 0$; on prendra pour la mesure algébrique de la vitesse $V_x = v$ et pour son rapport à la vitesse de la lumière

$$\beta = \frac{v}{c}.$$

Pour déterminer le champ correspondant, prenons les équations du champ sous la forme (IIe) à (IIh). Comme on l'a vu, les champs correspondant aux potentiels Φ et A se composent de parties émises par les différents éléments de volume de l'électron; ce champ dépend de la vitesse avec laquelle s'est mû l'électron jusqu'à l'instant actuel,

et, dans le cas actuel du mouvement uniforme, l'histoire antérieure de l'électron est la même aux différents instants. Il en résulte que le champ rapporté à des axes liés à l'électron ne varie pas avec le temps. *La translation uniforme fait donc partie des mouvements remarquables.*

Les équations (II) sont rapportées à un système d'axes fixe dans l'éther; si nous considérons maintenant le système mobile avec l'électron, on aura, en tenant compte du caractère stationnaire du champ,

$$\frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x}.$$

Les équations (IIe) et (IIf) deviennent

$$(10)\quad \begin{cases} (1-\beta^2)\dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi\rho, \\ (1-\beta^2)\dfrac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = -4\pi\rho\beta. \end{cases}$$

Il en résulte

$$(10a)\quad \begin{cases} A_x = \beta\Phi, \\ A_y = A_z = 0. \end{cases}$$

Les équations (IIg), (IIh) permettent de calculer à partir de ces potentiels vecteurs les composantes du champ électromagnétique

$$(10b)\quad \begin{cases} E_x = -\dfrac{\partial \Phi}{\partial x} + \beta\dfrac{\partial A_x}{\partial x} = -(1-\beta^2)\dfrac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ E_y = -\dfrac{\partial \Phi}{\partial y}, \qquad E_z = -\dfrac{\partial \Phi}{\partial z}, \end{cases}$$

$$(10c)\quad \begin{cases} H_x = 0, \qquad H_y = \dfrac{\partial A_x}{\partial z} = \beta\dfrac{\partial \Phi}{\partial z} = -\beta E_z, \\ \qquad\qquad\quad H_z = -\dfrac{\partial A_x}{\partial y} = -\beta\dfrac{\partial \Phi}{\partial y} = +\beta E_y. \end{cases}$$

Les composantes du vecteur $F = E + \frac{1}{c}[VH]$ sont

$$(10d)\quad \begin{cases} F_x = E_x = -(1-\beta^2)\dfrac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ F_y = E_y - \beta H_z = (1-\beta^2)E_y = -(1-\beta^2)\dfrac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ F_z = E_z + \beta H_y = (1-\beta^2)E_z = -(1-\beta^2)\dfrac{\partial \Phi}{\partial z}. \end{cases}$$

Nous pouvons résumer ces équations en une équation vectorielle

$$(10e) \qquad F = \text{grad.}\varphi, \qquad \varphi = (1-\beta^2)\Phi.$$

Nous aurions pu déduire l'existence d'un *potentiel de convection* φ, dont le vecteur F est le gradient, des résultats du paragraphe 5, puisque la translation uniforme appartient au groupe des mouvements remarquables; l'expression obtenue pour φ résulte des relations (7*a*), (10*a*). Quant au vecteur

$$H' = H - \frac{1}{c}[VE],$$

il résulte de (10*c*)

$$(10f) \qquad H'_x = H'_y = H'_z = 0.$$

Les équations (9*c*), (10*d*) donnent, en conséquence,

$$(10g) \qquad \begin{cases} W_m - W_e = -\iiint (EF)\dfrac{d\tau}{8\pi} \\ \qquad = -\iiint \{E_x^2 + (1-\beta^2)(E_y^2 + E_z^2)\}\dfrac{d\tau}{8\pi}. \end{cases}$$

Cette dernière expression aurait pu s'obtenir directement à partir de la définition des énergies électrique et magnétique et des équations (10*c*). L'équation (9*b*) donne, si l'on tient compte de (10*f*),

$$(10h) \qquad vG_x - W = -\iiint (EF)\frac{d\tau}{8\pi}.$$

Il est utile de remarquer que les équations (10) à (10*h*) sont indépendantes de la répartition de la charge portée par l'électron puisque nous n'avons pas fait intervenir jusqu'ici la symétrie supposée à celui-ci.

Cherchons comment se comporte à l'infini le potentiel scalaire Φ. Nous pouvons faire correspondre l'électron et son champ à un système immobile au moyen de la transformation

$$(11) \qquad x' = \frac{x}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

qui nous conduit à un système réel si $\beta < 1$, c'est-à-dire si la vitesse de l'électron est inférieure à celle de la lumière. S'il en est ainsi, le potentiel Φ satisfait dans le système déformé à l'équation de Poisson

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = -4\pi\rho,$$

Φ est donc le potentiel d'un ellipsoïde de révolution uniformément chargé soit en volume, soit en surface. La théorie du potentiel montre que Φ varie à distance comme l'inverse du rayon. Il en est de même en vertu des équations (10*a*), (10*e*) pour A_x et φ; et il résulte de (10*b*), (10*c*), (10*d*) que les composantes de E, H, F varient à l'infini comme l'inverse du carré du rayon. Quand on revient à l'électron en mouvement, par la transformation (11), ces résultats subsistent, et légitiment la démonstration donnée au paragraphe 4 au sujet des intégrales de surface. Il ne serait pas plus difficile d'étendre cette démonstration au cas d'une répartition quelconque des charges, mais ceci nous détournerait de points plus importants pour notre objet. Le résultat essentiel est que *les équations du mouvement* (VII*a*), (VII*b*), *le principe de d'Alembert* (VII) *et la loi d'énergie* (VI) *peuvent être appliqués lorsque les conditions initiales du mouvement correspondent à une translation uniforme de* $t=-\infty$ *à* $t=0$ *si la vitesse de cette translation est inférieure à celle de la lumière.*

Nous supposerons cette dernière condition remplie. Il nous faut chercher si, en admettant les équations du mouvement, une force extérieure est nécessaire pour maintenir la translation uniforme. Comme l'électron entraîne avec lui son champ électromagnétique et, par suite, son impulsion et son moment d'impulsion, on a

$$\frac{dG}{dt}=\frac{dM}{dt}=0,$$

aucune force extérieure K n'est donc nécessaire, mais il faut un couple $\Theta=[VG]$ à moins que le vecteur d'impulsion G ne soit parallèle à la direction du mouvement. Il résulte d'ailleurs des lois générales du mouvement qu'un couple est nécessaire lorsque l'impulsion est oblique par rapport à la vitesse. Dans ce cas, en effet, le moment de l'impulsion par rapport à un point fixe varie avec le temps puisque l'impulsion passe toujours par le centre de l'électron. Ce changement du moment de la quantité de mouvement nécessite un couple extérieur. *Un mouvement de translation uniforme ne se maintient sans forces extérieures que si l'impulsion est parallèle à la vitesse.* Cette condition fait intervenir la forme et la répartition de la charge en mouvement; la symétrie que nous supposons à l'électron intervient ici. Si nous le supposons tout d'abord symétrique par rapport à deux plans perpendiculaires passant par la direction de la vitesse, il est facile de montrer que les composantes perpendicu-

laires à la vitesse G_y, G_z de la quantité de mouvement s'annulent.

Choisissons les deux plans de symétrie comme plans coordonnés (x, y), (x, z); l'équation différentielle (10) n'est pas modifiée quand on change y en $-y$ et z en $-z$. Donc

$$\Phi(-y) = \Phi(y), \qquad \Phi(-z) = \Phi(z);$$

il en résulte, en tenant compte de (10b), (10c) :

E_x, E_y, H_z sont symétriques par rapport au plan des (x, y);
E_z, H_y sont antisymétriques par rapport au plan des (x, y);
E_x, E_z, H_y sont symétriques par rapport au plan des (x, z);
E_y, H_z sont antisymétriques par rapport au plan des (x, z).

Comme $H_x = 0$, il en résulte que P_y est antisymétrique par rapport au plan des (x, z) et que P_z est antisymétrique par rapport au plan des (x, y). Les portions que fournissent dans la composante G_y deux éléments de volume symétriques par rapport au plan des (x, z) se détruisent mutuellement, et il en est de même dans le cas de G_z pour deux éléments de volume symétriques par rapport au plan des (x, y). Des considérations analogues permettent de montrer que les trois composantes du moment d'impulsion sont nulles. Ce qui importe ici est que : si la répartition de la charge est symétrique par rapport à deux plans perpendiculaires passant par la direction de la vitesse, le vecteur d'impulsion G est parallèle à la vitesse.

La condition du mouvement stationnaire sans forces extérieures est remplie, par exemple, pour un ellipsoïde uniformément chargé et se mouvant dans la direction de l'un de ses trois axes. On démontrera au paragraphe 12 que seul le mouvement parallèle au grand axe est stable. Pour un électron sphérique chargé uniformément en volume ou en surface, la condition est remplie pour le mouvement dans une direction quelconque.

Le principe de l'inertie est donc applicable à l'électron de la manière suivante : *aucune force ou aucun couple n'est nécessaire pour maintenir le mouvement de translation uniforme d'un électron sphérique si ce mouvement dure depuis un temps infini et si sa vitesse est inférieure à celle de la lumière.*

7. — Calcul de l'impulsion et de l'énergie à partir de la fonction de Lagrange.

Nous appellerons *fonction de Lagrange* de l'électron la différence entre son énergie magnétique et son énergie électrique, en raison des

analogies démontrées plus loin avec la Mécanique analytique, en posant

(12) $$L = W_m - W_e.$$

L'équation suivante, conséquence de (10 g),

$$L = -\int\int\int (EF)\frac{d\tau}{8\pi},$$

peut se mettre, en tenant compte de (II c), (10 e) et de la règle ε, sous la forme

$$L = -\int\int\int \frac{\rho\varphi}{2}\,d\tau + \int\int_{\Sigma} \varphi E_\nu \frac{d\sigma}{8\pi}.$$

Si la surface Σ s'éloigne indéfiniment, φ s'annule en raison inverse du rayon et E_ν comme son carré, ainsi qu'on l'a vu au paragraphe précédent. L'intégrale de surface s'annule donc à l'infini et l'on obtient la relation de Searle (¹)

(12 a) $$L = -\int\int\int \frac{\rho\varphi}{2}\,d\tau.$$

La fonction de Lagrange se trouve ainsi exprimée par une intégrale étendue au volume de l'électron et où figure le potentiel de convection.

Dans le cas particulier actuel d'une translation uniforme, la fonction de Lagrange ne dépend que de la vitesse actuelle v. En différentiant par rapport à celle-ci, il vient d'après (10 g)

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dv} &= -\int\int\int \frac{\partial}{\partial v}[E_x^2 + (1-\beta^2)(E_y^2+E_z^2)]\frac{d\tau}{8\pi} \\ &= \frac{\beta}{c}\int\int\int \frac{E_y^2+E_z^2}{4\pi}\,d\tau \\ &\quad -\int\int\int \left[E_x\frac{\partial E_x}{\partial v} + (1-\beta^2)\left(E_y\frac{\partial E_y}{\partial v} + E_z\frac{\partial E_z}{\partial v}\right)\right]\frac{d\tau}{4\pi}. \end{aligned}$$

Nous faisons intervenir sous le signe $\int$ des dérivées partielles pour indiquer que les dérivées par rapport à v sont prises en un point lié aux axes mobiles; comme la répartition des charges est indépendante

(¹) G.-F.-C. SEARLE, *Phil. Trans.*, 187 A, 1896, p. 675-713. — Dans mon premier Mémoire (*Gött. Nachr.*, 1902, p. 29) j'ai nommé la fonction $U = W_e - W_m$ la fonction de force de l'électron pour appeler l'attention sur l'analogie électrostatique.

de la vitesse, on doit supposer $\frac{\partial \rho}{\partial v} = 0$. L'équation (10*d*) donne pour la deuxième des intégrales ci-dessus la valeur

$$\int\int\int \left[F_x \frac{\partial E_x}{\partial v} + F_y \frac{\partial E_y}{\partial v} + F_z \frac{\partial E_z}{\partial v} \right] \frac{d\tau}{4\pi}.$$

En tenant compte de (10*c*) et de la manière dont φ et E_v se comportent à l'infini, on obtient pour cette intégrale

$$\int\int\int \varphi \frac{\partial}{\partial v} \operatorname{div.} E \frac{d\tau}{8\pi} = \int\int\int \varphi \frac{\partial \rho}{\partial v} \frac{d\tau}{2} = 0.$$

En transformant la première intégrale au moyen de (10*e*) nous obtenons

$$\frac{dL}{dv} = \frac{1}{c} \int\int\int [E_y H_z - E_z H_y] \frac{d\tau}{4\pi} = \frac{1}{c^2} \int\int\int P_x d\tau$$

ou

$$G_x = \frac{dL}{dv}. \tag{12c}$$

La composante de la quantité de mouvement dans la direction de la vitesse est égale à la dérivée de la fonction de Lagrange par rapport à la vitesse.

De (12), (12*c*), (10*g*), (10*h*) résulte l'expression de l'énergie analogue à celle de la Mécanique analytique

$$W = -L + v \frac{dL}{dv}. \tag{12d}$$

Les relations (12) à (12*d*) sont exactes pour une répartition quelconque des charges; pour un électron symétrique $G_x = G$, la mesure de l'impulsion. *Les équations* (12*c*), (12*d*) *permettent de calculer l'impulsion et l'énergie à partir de la fonction de Lagrange.*

Pour déterminer cette fonction au moyen de la relation (12*a*), il nous faut connaître d'abord le potentiel de convection. Celui-ci, d'après les équations (10), (10*c*) doit satisfaire à l'équation différentielle

$$(1 - \beta^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi\rho(1 - \beta^2). \tag{13}$$

Pour résoudre celle-ci nous allons utiliser une propriété de la trans-

formation (11) employée par H.-A. Lorentz ([1]) et Searle ([2]). Nous faisons correspondre au système mobile S, constitué par l'électron et son champ, un système fixe S' au moyen de la transformation

$$(13a)\qquad x' = \frac{x}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad y' = y, \qquad z' = z.$$

Le système S' résulte donc d'une dilatation du système S parallèlement à l'axe des x dans le rapport $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Les charges doivent être les mêmes pour des éléments de volume correspondants; donc

$$(13b)\qquad \rho' = \rho\sqrt{1-\beta^2}.$$

Il résulte de (13)

$$(13c)\qquad \frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2} = -4\pi\rho'\sqrt{1-\beta^2}.$$

Le potentiel électrostatique φ' du système immobile S' satisfait à l'équation de Poisson

$$(13d)\qquad \frac{\partial^2\varphi'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\varphi'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2\varphi'}{\partial z'^2} = -4\pi\rho',$$

d'où

$$(13e)\qquad \varphi = \varphi'\sqrt{1-\beta^2}.$$

On a d'ailleurs

$$\int\int\int \frac{\rho\varphi}{2}\,d\tau = \int\int\int \sqrt{1-\beta^2}\,\frac{\rho'\varphi'}{2}\,d\tau'.$$

Si nous représentons par

$$W'_e = \int\int\int \frac{\rho'\varphi'}{2}\,d\tau'$$

l'énergie électrostatique du système S', nous aurons pour la fonction de Lagrange, d'après (12a),

$$(14)\qquad L = -\sqrt{1-\beta^2}\,W'_e.$$

La détermination de la fonction de Lagrange est ainsi ramenée au calcul de l'énergie électrostatique d'un système immobile;

([1]) H.-A. Lorentz, *loc. cit.*, p. 36.
([2]) G.-F.-C. Searle, *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 329.

celui-ci est obtenu à partir du système mobile par une dilatation ($13a$) *parallèle à la vitesse; la charge d'un élément de volume et par suite la charge totale restant invariables.*

Ce résultat est valable pour une répartition quelconque des charges; appliquons-le maintenant au cas de l'électron sphérique. Dans le cas d'une charge uniforme en volume pour celui-ci, son image dans S′ est un ellipsoïde de révolution dont les demi-axes sont, si le rayon de la sphère est a,

$$\frac{a}{\sqrt{1-\beta^2}} = a', \qquad a, \qquad a. \tag{14a}$$

Dans le cas de la charge superficielle, la charge e est en S′ uniformément répartie sur une couche mince limitée par deux ellipsoïdes homothétiques. Le potentiel φ' dû à cette charge est constant à l'intérieur; la répartition correspond à l'équilibre sur un ellipsoïde de révolution conducteur.

Si Q′ est la capacité d'un ellipsoïde ayant les demi-axes considérés ($14a$), on a [1]

$$\frac{1}{Q'} = \frac{\log\left(\frac{a'+\sqrt{a'^2-a^2}}{a}\right)}{\sqrt{a'^2-a^2}} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{2a\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta}. \tag{14b}$$

L'énergie électrostatique du système S′ est donc, dans le cas de la charge superficielle,

$$W'_e = \frac{e^2}{2Q'} = \frac{e^2}{2a}\,\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta}. \tag{14c}$$

Le cas de la charge en volume se ramène à celui de la charge superficielle. La théorie du potentiel conduit en effet à la loi remarquable que les énergies électrostatiques de deux ellipsoïdes de même forme, dont l'un est uniformément chargé en volume, dont l'autre est supposé conducteur et en équilibre, sont dans le rapport $\frac{6}{5}$. Il en résulte pour l'énergie du système S′, dans le cas de la charge en volume,

$$W'_e = \frac{3}{5}\,\frac{e^2}{Q'} = \frac{3}{5}\,\frac{e^2}{a}\,\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta}. \tag{14d}$$

La fonction de Lagrange est dans ce cas

$$L = -\frac{3}{5}\,\frac{e^2}{a}\,\frac{1-\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta}, \qquad \beta = \frac{v}{c} < 1, \tag{15}$$

---

[1] *Cf.* J.-C. Maxwell, *Traité*, t. I, p. 152.

d'après (12 *c*) la *quantité de mouvement* ou *impulsion* est

$$(15a)\qquad G = \frac{dL}{dv} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{ac}\frac{1}{\beta}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right],$$

et d'après (12 *d*) l'énergie

$$(15b)\qquad W = -L + qG = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}\left[\frac{1}{\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right].$$

Par addition et soustraction de (15), (15 *b*) on obtient, pour les énergies électrique et magnétique,

$$(15c)\qquad W_e = \frac{3}{10}\frac{e^2}{a}\left[\frac{3-\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right],$$

$$(15d)\qquad W_m = \frac{3}{10}\frac{e^2}{a}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right].$$

Si l'on développe ces dernières expressions en série suivant les puissances croissantes de β^2 en négligeant les termes de l'ordre β^4, on obtient

$$(15e)\qquad W_e = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}, \qquad W_m = \frac{4}{5}\frac{e^2}{ac^2}\frac{v^2}{2}.$$

Pour les rayons cathodiques de faible vitesse, l'énergie électrique est donc indépendante de la vitesse et l'énergie magnétique est proportionnelle au carré de celle-ci, comme les énergies potentielle et cinétique de la Mécanique ordinaire. Aux grandes vitesses la relation des énergies électrique et magnétique avec la vitesse est plus compliquée, *mais il est remarquable que les équations de la Mécanique de Lagrange restent applicables.*

8. — Translation quasi-stationnaire. Masse électromagnétique.

Les deux paragraphes précédents nous ont donné les champs, l'énergie et l'impulsion qui correspondent à une translation uniforme. Ces quantités dépendent seulement de la vitesse, et ceci n'est rigoureux que si la vitesse est restée constante depuis un temps infini. Toute accélération subie par l'électron se traduit par ce fait, qu'à partir du point où l'électron se trouvait à ce moment, une onde électromagnétique se propage dans l'espace avec la vitesse de la lumière. Les champs contenus dans cette onde et par suite la densité de leur énergie et de leur quantité de mouvement dépendent de l'accélération subie par l'électron. Si donc l'électron a subi une accélération à un

instant quelconque, son énergie et sa quantité de mouvement ne dépendent plus seulement de sa vitesse actuelle, et les formules du paragraphe précédent ne sont plus exactes. Cette circonstance rend difficile la solution du problème d'un mouvement non uniforme. Nous allons utiliser une méthode d'approximation introduite déjà en Électrodynamique.

Si le courant dans un conducteur est stationnaire, si son intensité est constante, le champ magnétique produit est défini par cette intensité de courant; mais, si l'intensité change, le champ ne correspond plus exactement à l'intensité actuelle, mais dépend aussi de la variation avec le temps. Pour des variations rapides comme les oscillations hertziennes, cette circonstance joue un rôle essentiel et se manifeste en particulier par les ondes qu'émet l'excitateur de Hertz. Dans la théorie des courants alternatifs de faible fréquence on n'en tient généralement pas compte. On calcule l'intensité du champ magnétique comme si l'intensité et la répartition actuelles du courant étaient stationnaires, et l'on calcule, à partir de l'énergie de ce champ magnétique, la self-induction qui s'oppose à une variation de ce courant. Cette théorie du *courant quasi-stationnaire* s'est montrée largement suffisante pour des courants lentement variables : le rayonnement négligé n'intervient de manière appréciable que dans les variations rapides.

Au courant de conduction stationnaire correspond un courant de convection stationnaire, c'est-à-dire un électron en mouvement uniforme. Au courant quasi-stationnaire correspond un *mouvement quasi-stationnaire*. Nous dirons qu'un mouvement est quasi-stationnaire quand le changement de vitesse est assez lent pour qu'on puisse calculer l'impulsion en fonction de la vitesse actuelle, comme pour le mouvement uniforme. Nous préciserons au paragraphe suivant les conditions nécessaires.

A la self-induction dans la théorie du courant correspond dans la dynamique de l'électron la *masse électromagnétique*. L'expérience a montré qu'il était nécessaire d'attribuer aux électrons une masse, constante dans le cas des rayons cathodiques et variable avec la vitesse dans le cas des rayons de Becquerel. Le deuxième axiome de Newton s'est aussi vérifié dans ce sens que le quotient de la force par l'accélération est indépendant de la force. Pour trouver une relation de ce genre à partir de la théorie électromagnétique, nous partons d'un mouvement qui satisfait au principe de l'inertie, du mouvement de translation pure que nous modifions par une force extérieure en pro-

duisant une accélération dont la relation à la force permet de définir une masse électromagnétique.

Pour un mouvement quasi-stationnaire et sans rotation, la quantité de mouvement de l'électron est parallèle à la vitesse ; donc $[VG] = 0$, et de plus le moment d'impulsion est nul. La deuxième des équations de mouvement (VIIb) est satisfaite pour la translation pure sans intervention de couple. La première équation de mouvement (VIIa) donne la force

$$\frac{dG}{dt} = K, \tag{16}$$

la grandeur G de l'impulsion dépend uniquement de la vitesse actuelle v dans le mouvement quasi-stationnaire.

Décomposons la force extérieure K en une composante K_t dans la direction du mouvement et une composante normale K_n. La première produit un accroissement de la composante tangentielle de l'impulsion, la seconde un changement dans la direction de l'impulsion. Comme G et V sont parallèles au mouvement, les composantes de leur variation avec le temps dans la direction de la vitesse sont les dérivées par rapport au temps de leur mesure. Il en résulte

$$K_t = \frac{dG}{dt} = \frac{dG}{dv}\frac{dv}{dt}.$$

Nous appellerons *masse électromagnétique longitudinale* le quotient de la composante tangentielle de la force par l'accélération tangentielle

$$\mu_1 = \frac{dG}{dv}. \tag{16a}$$

La composante normale de la force se calcule de la manière suivante : l'impulsion est toujours parallèle au mouvement et tourne comme la vitesse v avec la vitesse angulaire $\frac{v}{r}$ si r est le rayon de courbure de la trajectoire. La composante cherchée de $\frac{dG}{dt}$ est donc

$$K_n = G\frac{v}{r}$$

et est dirigée vers le centre de courbure de la trajectoire. La composante K_n est donc parallèle au rayon de courbure ; la composante correspondante de l'accélération est $\frac{v^2}{r}$; donc le quotient de la force normale par l'accélération normale, *la masse électromagnétique*

transversale, a pour valeur

$$\mu_2 = \frac{G}{v}. \tag{16b}$$

Pour un mouvement lent, comme il résulte de (15*a*), l'impulsion G est proportionnelle à la vitesse : la masse longitudinale est alors égale à la masse transversale; ce résultat obtenu expérimentalement pour les rayons cathodiques s'explique par les formules (16*a*), (16*b*) au point de vue électromagnétique. On obtient comme limite commune des deux masses

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_0, \tag{16c}$$

où

$$\mu_0 = \frac{4}{5}\frac{\varepsilon^2}{a} \quad \text{pour la charge en volume,}$$

$$\mu_0 = \frac{2}{3}\frac{\varepsilon^2}{a} \quad \text{pour la charge superficielle.}$$

$\varepsilon = \frac{e}{c}$ représente ici la charge mesurée en unités électromagnétiques.

Les mesures les plus précises effectuées sur les rayons cathodiques donnent (¹)

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1,865 \times 10^7.$$

D'où l'on déduit, pour le rayon de l'électron,

$$\left\{\begin{aligned} a &= \frac{4}{5}\varepsilon.\ 1,865 \times 10^7 \quad \text{pour la charge en volume,} \\ a &= \frac{2}{3}\varepsilon.\ 1,865 \times 10^7 \quad \text{pour la charge superficielle.} \end{aligned}\right. \tag{16d}$$

La faible différence des facteurs numériques est moins importante ici que l'incertitude sur la charge élémentaire ε. Si on la suppose égale à la charge atomique (²)

$$2 \times 10^{-10} < e < 20 \times 10^{-10},$$

d'où

$$10^{-13}\,\text{cm.} < a < 10^{-12}\,\text{cm.}$$

Le champ électrique $\frac{e}{a^2}$ à la surface de l'électron a pour valeur en unités électrostatiques 2×10^{15} à 2×10^{16}; pour les grandes vitesses

(¹) S. SIMON, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 599. — W. SEITZ, *Ann. d. Phys.*, t. VIII, 1902, p. 233.

(²) *Cf.* E. RIECKE, *Lehrb. d. Phys.*, t. II, 2ᵉ édit., 1902, p. 382 et 386.

il existe à la surface un champ magnétique du même ordre. *Les intensités de champs auxquelles notre théorie conduit surpassent 10^{12} fois les intensités expérimentales.*

Si la vitesse de l'électron n'est plus petite par rapport à celle de la lumière, l'impulsion n'est plus proportionnelle à la vitesse ; les masses longitudinale et transversale dépendent de la vitesse et de manières différentes. La formule (15a) donne

$$(16e) \quad \begin{cases} \mu_1 = \frac{3}{4}\mu_0 \chi(\beta), \\ \chi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left[-\frac{1}{\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} + \frac{2}{1-\beta^2}\right], \end{cases}$$

$$(16f) \quad \begin{cases} \mu_2 = \frac{3}{4}\mu_0 \psi(\beta), \\ \psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right]. \end{cases}$$

Ces formules pour les masses longitudinale et transversale sont exactes aussi bien pour la charge en volume que pour la charge en surface.

C'est la formule (16f) que M. Kaufmann a cherché à vérifier par ses mesures sur la déviation des rayons de Becquerel dans l'intervalle $\beta = 0,6$ à $\beta = 0,95$ environ. Il a trouvé que le résultat du calcul se confirme dans la limite des erreurs d'expérience (1 à 1,5 pour 100). On ne possède pas encore de mesures pour les vitesses moyennes ($\beta = 0,3$ à $0,6$), pas plus que sur la masse longitudinale.

En développant suivant les puissances croissantes de β, on obtient les séries suivantes, convergentes pour $\beta < 1$,

$$(16g) \quad \mu_1 = \mu_0\left[1 + \frac{6}{5}\beta^2 + \frac{9}{7}\beta^4 + \frac{12}{9}\beta^6 + \ldots\right],$$

$$(16h) \quad \mu_2 = \mu_0\left[1 + \frac{6}{3.5}\beta^2 + \frac{9}{5.7}\beta^4 + \frac{12}{7\cdot 9}\beta^6 + \ldots\right].$$

Il en résulte qu'à l'exception des mouvements très lents, *la masse longitudinale est toujours plus grande que la masse transversale.* L'accélération résultante ne coïncide pas avec la direction de la force, mais fait avec la vitesse un angle plus grand que la force, sauf dans le cas où cet angle est 0 ou $\frac{\pi}{2}$.

La relation entre la force et l'accélération est représentée dans la dynamique de l'électron par une relation vectorielle linéaire, de forme plus générale que dans la Dynamique ordinaire. La

masse électromagnétique, l'ensemble des coefficients de la relation vectorielle linéaire est un tenseur (¹) *de révolution autour de la direction du mouvement.*

9. — Rayonnement dû à une accélération de l'électron. Limites du mouvement quasi-stationnaire.

La définition d'une masse électromagnétique et la conception précédente de l'énergie font jouer un rôle essentiel au mouvement quasi-stationnaire. *Quelles sont les conditions d'un semblable mouvement?* Il est assez difficile de répondre à cette question de manière complète. Pour connaître l'erreur commise en supposant le mouvement quasi-stationnaire, il faudrait connaître exactement la répartition du champ qui résulte de tout le mouvement antérieur de l'électron. Nous nous proposons seulement ici d'obtenir un ordre de grandeur pour cette erreur et nous allons employer une méthode toute différente, qui assimile l'électron à un point chargé et calcule le champ et l'impulsion en utilisant les résultats donnés par MM. Wiechert (²) et Des Coudres (³) dans le Livre jubilaire de M. Lorentz.

Nous supposerons l'électron se mouvant depuis un temps très long avec la vitesse v_1. A l'instant t_1, au point P_1, une force extérieure commence à agir jusqu'à l'instant t_2 où l'électron se trouve en P_2, après quoi la vitesse reste constante et égale à v_2. Les résultats invoqués plus haut permettent de déterminer à l'instant ultérieur t_3 l'état du champ électromagnétique, l'électron se trouvant en P_3.

A l'extérieur de la sphère K_1 de centre P_1 et de rayon $c(t_3 - t_1)$, le champ correspond au mouvement uniforme de vitesse v_1. A l'intérieur de la sphère K_2, de centre P_2 et de rayon $c(t_3 - t_2)$, le champ correspond au mouvement uniforme de vitesse v_2. Nous supposerons que la vitesse de la lumière n'est jamais atteinte ni dépassée par l'électron, donc K_2 est intérieure à K_1 et la région comprise entre ces deux sphères dépend seule de l'accélération subie par l'électron entre t_1 et t_2. Si cette région du champ est suffisamment éloignée de l'électron par rapport à son rayon a, on peut supposer la charge ponc-

---

(¹) *Cf.* W. Voigt, *Die fundamentalen physikalischen Eigenschaften der Krystalle,* Leipzig, 1898. — Max Abraham, *Encyklop. der mathem. Wissens*, t. IV, 1901, art. 14.

(²) E. Wiechert, *Arch. Néerl.,* 2ᵉ série, t. V, 1900, p. 549; *Ann. d. Phys.*, t. IV, 1901, p. 667.

(³) Th. des Coudres, *Arch. Néerl.,* 2ᵉ série, t. V, 1900, p. 652.

tuelle. Ceci correspond à l'*hypothèse* A

$$(t_3 - t_2)(c - v_2) \quad \text{grand par rapport à } a,$$

qui exprime que la distance de P_3 au point le plus voisin de la sphère K_2 est grande par rapport au rayon de l'électron. Il est d'ailleurs nécessaire, pour qu'on puisse assimiler l'électron à un point, que la vitesse ne change pas de manière appréciable pendant le temps que met la lumière à parcourir le diamètre $2a$ de l'électron en mouvement avec la vitesse v, ce qui correspond à l'*hypothèse* B

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dt}\frac{2a}{c - v} \quad \text{petit par rapport à } 1.$$

Nous supposons donc l'accélération assez faible pour que la condition B soit remplie, et nous considérons l'état du champ à un instant t_3 tel que la condition A soit satisfaite.

MM. Wiechert et des Coudres ont donné les formules qui expriment les potentiels Φ et A dans l'intervalle des sphères K_2 et K_1 sans déduire des formules (IIg), (IIh) les intensités des champs. Après avoir effectué les différentiations passablement complexes que ces formules impliquent, et obtenu les vecteurs E, H, j'ai calculé l'énergie et la quantité de mouvement comprises entre les deux sphères. Les rayons de ces sphères augmentent indéfiniment avec t_3 et en même temps les quantités calculées convergent vers les limites ΔW, ΔG données par les expressions suivantes où je pose

$$(17) \qquad f(\beta) = \frac{(1 - \beta^2 \sin^2 \eta)}{(1 - \beta^2)^3},$$

où η est l'angle de la vitesse et de l'accélération γ,

$$(17a) \qquad \Delta W = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{t_1}^{t_2} f(\beta)\gamma^2\, dt,$$

$$(17b) \qquad \Delta G = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^5}\int_{t_1}^{t_2} \gamma^2 V f(\beta)\, dt.$$

Ces formules donnent l'énergie et la quantité de mouvement rayonnées par l'électron. La formule (17a) peut servir à calculer l'énergie émise sous forme de rayons de Röntgen au moment de l'arrêt brusque de particules cathodiques en mouvement. Dans le cas limite du mouvement lent, on retrouve, pour l'énergie rayonnée par unité de temps, l'expression connue

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\gamma^2.$$

Dans le cas d'un mouvement rapide, cette énergie rayonnée par unité de temps est différente suivant que l'accélération est longitudinale ou transversale. Dans le premier cas on a

$$\eta = 0, \qquad f(\beta) = \frac{1}{(1-\beta^2)^3},$$

et dans le second

$$\eta = \frac{\pi}{2}, \qquad f(\beta) = \frac{1}{(1-\beta^2)^2}.$$

La quantité de mouvement émise par unité de temps est

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^4}\beta f(\beta)\gamma^2;$$

elle est parallèle à la direction de la vitesse.

La formule (17 *b*) va nous servir pour fixer les limites du mouvement quasi-stationnaire. La différence entre la quantité de mouvement G_2 calculée dans cette hypothèse où la vitesse aurait été constamment v_2 et la quantité de mouvement vraie G_3 a pour limite ΔG quand t_3 augmente indéfiniment

$$G_3 = G_2 + \Delta G.$$

La théorie du mouvement quasi-stationnaire conduit à écrire

(18 *a*) $$G_2 - G_1 = \int_{t_1}^{t_2} K\,dt.$$

L'erreur relative commise est

(18 *b*) $$\frac{G_3 - G_2}{G_2 - G_1} = \frac{\Delta G}{G_2 - G_1}.$$

Si nous faisons l'*hypothèse* C

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^4}\beta f(\beta)\gamma^2 \text{ petit par rapport à } K,$$

l'erreur relative (18 *b*) est négligeable.

Or, pour l'accélération longitudinale

$$K = K_t = \mu_1\gamma,$$

pour l'accélération transversale

$$K = K_n = \mu_2\gamma,$$

où l'on doit poser, si la charge de l'électron est en volume,

$$\mu_1 = \frac{3}{5}\frac{e^2}{c^2 a}\chi(\beta), \qquad \mu_2 = \frac{3}{5}\frac{e^2}{c^2 a}\psi(\beta).$$

La condition C se décompose par suite en deux :

$$(C_1) \qquad \frac{10}{9}\frac{a}{c^2}\frac{\dot\beta}{(1-\beta^2)^3}\frac{\gamma}{\chi(\beta)} \text{ petit par rapport à } 1,$$

pour l'accélération longitudinale;

$$(C_2) \qquad \frac{10}{9}\frac{a}{c^2}\frac{\dot\beta}{(1-\beta^2)^2}\frac{\gamma}{\psi(\beta)} \text{ petit par rapport à } 1,$$

pour l'accélération transversale.

La condition B doit être en même temps satisfaite et peut s'écrire

$$(B) \qquad 2\frac{a}{c^2}\frac{1}{\beta(1-\beta)}\gamma \text{ petit par rapport à } 1.$$

La comparaison des conditions B et C nous entraînerait trop loin. Pour les mouvements lents, le facteur de γ dans B est plus grand que dans C et la première condition seule subsiste. Pour voir avec quelle approximation les conditions de mouvement quasi-stationnaire sont remplies dans les mouvements les plus rapides accessibles à l'expérience, plaçons-nous dans un cas aussi défavorable que possible, celui des rayons de Becquerel les plus rapides étudiés par Kaufmann; on a, pour ceux-ci,

$$\beta = 0{,}95, \qquad 1-\beta = 0{,}05, \qquad \psi(\beta) = 3.$$

Comme il s'agit ici d'accélération transversale, la condition (C_2) intervient dans laquelle

$$\gamma = \frac{v^2}{r} = \frac{c^2}{r},$$

où r est le rayon de courbure de la trajectoire, égal à 12^{cm} dans un champ magnétique de 300 unités; si l'on suppose enfin $a = 10^{-12}$ centimètres, on obtient pour les expressions (C_2) et (B) la même valeur 3×10^{-12}. Quand même on supposerait un champ magnétique cent fois plus intense, l'erreur relative resterait encore inférieure à 10^{-9}.

La théorie du mouvement quasi-stationnaire est donc applicable dans tous les cas expérimentaux aux rayons de Becquerel les plus rapides.

POUSSIÈRE, BROUILLARDS ET NUAGES,

PAR JOHN AITKEN.

Extraits par P. LUGOL [1].

Transactions of the Royal Society of Edimburgh, t. XXX, p. 337-368.

Rôle des poussières dans la condensation de la vapeur d'eau. — Si l'on dirige des jets de vapeur d'eau dans deux récipients dont l'un contient de l'air ordinaire et l'autre de l'air filtré sur un tampon de coton, le premier se remplit de brouillard dès l'arrivée du jet, tandis que le second reste transparent. A chaque gouttelette de brouillard correspond une particule de poussière, mais ces gouttelettes ne représentent qu'une faible partie des poussières. On s'en assure aisément comme il suit : on injecte dans le récipient assez de vapeur pour former un brouillard; on laisse tomber ce dernier, mais sans permettre l'accès d'air chargé de poussières; on injecte de nouveau de la vapeur; de nouveau un épais brouillard se forme sur les poussières échappées à la première condensation; on le laisse encore tomber, et l'on répète plusieurs fois la même suite d'opérations; il se forme toujours du brouillard.

Le premier qui s'est produit était extrêmement fin et très dense; les gouttelettes étaient si petites qu'elles flottaient aisément dans l'air. Les brouillards obtenus dans les expériences successives sont de moins en moins denses, mais formés de gouttes de plus en plus grosses et lourdes, et on les voit tomber lentement. Enfin, il ne se forme plus de brouillard visible, mais en regardant l'appareil de tout près on voit tomber une pluie fine. Si l'on purifie encore l'air par le même procédé, la pluie elle-même semble cesser de se produire.

(1) Les pages qui suivent ne sont ni une traduction, ni une analyse du Mémoire, qui a pour objet principal de préciser les conditions de formation des brouillards et des nuages. On s'est contenté d'en extraire, en la résumant, la description de quelques expériences qui ont mis en lumière des faits jusqu'alors inconnus, et touchant de près aux questions traitées dans ce Volume.

L'expérience peut être répétée autrement : Un grand ballon de verre est fermé par un bouchon de caoutchouc que traversent deux tubes; l'un de ceux-ci est relié à une machine pneumatique; l'autre, muni d'un robinet, est relié à un tube bourré de coton. On a mis dans le ballon un peu d'eau pour saturer l'air. Si l'on ferme le robinet et si l'on donne deux ou trois coups de pompe de manière à refroidir l'air par détente, un brouillard apparaît immédiatement dans le ballon. Il est très fin, très serré, et tombe à peine. On extrait du ballon une bonne quantité d'air, et on laisse rentrer à sa place de l'air filtré par le coton. Quand l'équilibre de température est rétabli, on donne de nouveau deux ou trois coups de pompe; nouveau brouillard. On répète plusieurs fois les opérations en admettant chaque fois un peu plus d'air, les phénomènes successifs observés sont identiques à ceux qui ont été constatés avec le premier mode d'expérimentation... « la pluie cesse quand il n'y a plus de *surfaces libres* (1) pour former des *noyaux* de gouttes d'eau ».

Dans ces expériences, l'air dépourvu de poussières reste sursaturé; en effet : 1° quand il y a peu de particules de poussière les gouttes de brouillard sont non seulement peu nombreuses, mais beaucoup plus lourdes que lorsqu'elles étaient nombreuses; 2° elles grossissent en tombant dans d'air; 3° si l'on admet de l'air non filtré, on peut suivre ce dernier grâce à la condensation qui se produit sur ses poussières; on voit le jet s'écouler du tube qui l'amène dans l'air pur, tomber et se répandre sur le fond comme une veine de quelque fluide visqueux et nébuleux.

On conclut de là que : 1° lorsque la vapeur d'eau se condense dans l'atmosphère, c'est toujours sur quelque noyau solide; 2° les poussières de l'air constituent des noyaux de condensation.

Ces poussières sont difficiles à mouiller; il y en a encore dans l'air qui a barboté dans des flacons laveurs, et dans l'air aspiré par les narines et rejeté par la bouche, car tous deux sont d'actifs producteurs de brouillard quand on les injecte dans de l'air pur saturé.

Le pouvoir de provoquer la condensation est un révélateur de la présence des poussières, beaucoup plus sensible qu'un faisceau de lumière solaire, car la condensation se produit avec des particules beaucoup trop petites pour être visibles.

---

(1) L'auteur appelle ainsi une surface au contact de laquelle l'eau peut changer d'état.

Existence de noyaux de condensation dans les flammes. — Des expériences préliminaires ont montré que l'air qui a passé sur du verre ou des métaux chauffés est capable de provoquer la formation d'un brouillard; mais ces matières perdent la propriété de rendre l'air actif si elles ont été au préalable fortement chauffées.

Les gaz s'échappant d'une flamme contiennent des noyaux de condensation. On dispose à la suite l'un de l'autre deux récipients communiquant par un tube; le premier A, très grand, reçoit deux tubes dont l'un peut amener du gaz débarrassé de poussières, et l'autre de l'air également libre de poussières; le second B peut recevoir un jet de vapeur pour éprouver les gaz qui viennent de A; on enflamme le gaz en A au moyen d'un fil fin de platine (*nettoyé* au préalable par une forte élévation de température), relié à une pile, et disposé de façon qu'on puisse l'éloigner aussitôt après sans avoir à ouvrir le récipient. On fait passer à travers A un courant d'air filtré assez prolongé pour que toutes les poussières aient pu être entraînées, ce dont on s'assure par une injection de vapeur en B; on porte alors le fil au rouge; on admet le gaz, et on éloigne le fil; on donne assez peu de flamme pour que les parois ne puissent pas s'échauffer, et l'on alimente la combustion par de l'air filtré. Dès que l'on fait arriver de la vapeur en B il se produit un épais nuage dont la densité ne diminue pas tant que dure la combustion. Si l'on supprime le gaz en maintenant la circulation d'air, le nuage commence de suite à s'éclaircir et disparaît bientôt.

« Cette expérience semble indiquer que la combustion d'un gaz privé de poussières par de l'air également privé de poussières donne naissance à des noyaux de condensation... » « Ces noyaux produits par la combustion d'un gaz doivent être extrêmement petits, car une très petite flamme peut en charger une masse d'air considérable, au point que cet air se remplit d'un brouillard très fin et très dense quand on le mélange avec de la vapeur. »

EXTRAITS DE DIVERSES NOTES

Publiées par M. Henri BECQUEREL

Dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences.*

(Ces extraits sont empruntés à quelques-unes des Notes publiées par le même auteur sur le rayonnement des corps radioactifs. Un travail plus complet a été publié dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences,* t. XLVI, 1903.)

Influence d'un champ magnétique sur le rayonnement des corps radioactifs.

(T. CXXIX, p. 996, 11 décembre 1899.)

Au cours des expériences que je poursuis dans la recherche des faits qui peuvent nous éclairer sur la nature du rayonnement émis par les corps radioactifs, j'ai eu l'occasion d'observer ces jours derniers des effets remarquables produits sur ce rayonnement lorsqu'il traverse un champ magnétique.

Dans un champ magnétique non uniforme constitué par un puissant électro-aimant, j'ai observé que le rayonnement du radium s'infléchit et se concentre sur les pôles.

M. et Mme Curie, à qui je montrais quelques-unes des expériences qui vont être décrites, m'ont alors appris que MM. Stefan Meyer et Egon. R. v. Schweidler venaient de publier, il y a trois semaines [1], l'observation d'une action d'un champ magnétique sur les rayons du radium et du polonium, et ils m'ont communiqué la Note de ces auteurs. Ceux-ci, en étudiant dans un champ magnétique uniforme le rayonnement du radium au moyen d'un écran de platinocyanure de baryum, ont conclu de leurs expériences que, dans un plan perpendiculaire au champ, les rayons sont infléchis, vraisemblablement suivant des lignes circulaires, tandis qu'il existerait dans la direction du champ des rayons qui ne sont pas déviés. Ces propriétés sont celles des rayons cathodiques.

Parmi les faits que j'ai observés, sans avoir eu connaissance de ces

---

[1] *Physikalische Zeitschrift,* t. I, p. 113-114. (J'ignorais alors que le phénomène en question eût été découvert par M. Giesel le 31 octobre 1899.)

expériences, les uns sont conformes à ceux qui ont été découverts par les savants viennois, les autres apportent une contribution nouvelle à nos connaissances sur le rayonnement du radium.

Voici les expériences que j'ai réalisées avec la petite quantité de chlorure de baryum radioactif que je dois à l'obligeance de M. et Mme Curie.

Effets produits dans le sens des lignes de force. — Dans un champ magnétique formé par deux petites surfaces de fer doux, planes et circulaires de 14^mm environ de diamètre, qu'un fort électro-aimant permettait d'aimanter presque à saturation, et dont la distance a varié de quelques millimètres à plusieurs centimètres, suivant les expériences, j'avais disposé d'abord, près du centre d'une des surfaces polaires, la matière radioactive déposée sur du papier et recouverte d'une mince feuille d'aluminium battu, puis contre l'autre pôle un écran fluorescent, soit de sulfate double d'uranium et de potassium, soit de platinocyanure de baryum, de blende hexagonale, de diamant ou d'autres matières phosphorescentes.

Tant que l'électro-aimant n'est pas excité, la phosphorescence apparaît sous la forme d'une large tache lumineuse, s'étendant bien au delà de la surface polaire en contact avec l'écran; la lueur est assez faible lorsque les armatures sont à une distance de 1^cm environ, conformément aux expériences que j'ai publiées la semaine dernière.

Si alors on excite l'électro-aimant, on voit la tache lumineuse se rétrécir et devenir considérablement plus intense. La lueur dépasse à peine les contours de la pièce polaire, et il semble que tous les rayons excitateurs émanés du radium viennent aboutir sur cette surface. L'augmentation d'intensité est considérable..... : elle ne présente pas de différence notable lorsqu'on change le sens de l'aimantation.

Le même phénomène se produit lorsqu'on interpose entre la matière active et la surface fluorescente des écrans de diverses natures, tels que du papier noir, du verre, etc.; l'intensité est seulement affaiblie comme je l'ai indiqué antérieurement.

Si aux écrans phosphorescents on substitue contre la surface polaire une plaque photographique, on obtient en quelques instants des épreuves très intéressantes. Les épreuves que je présente aujourd'hui à l'Académie ont été obtenues, l'une à une distance de 15^mm environ en une minute et demie, et l'autre à une distance de 4^cm, en cinq minutes (*Pl. I, fig.* 1); on voit sur la même plaque l'impression très faible lorsque l'électro-aimant n'est pas excité, et l'impression très

intense produite par les rayons qui ont traversé le champ magnétique.

L'augmentation considérable de l'intensité obtenue dans cette expérience pourrait peut-être donner un moyen de concentrer sur une petite surface polaire l'action produite par une large surface de matière peu active telle que l'uranium, mais je n'ai pu jusqu'ici réussir cette expérience soit en raison de la faiblesse de l'intensité, soit en raison des propriétés particulières des rayons de l'uranium.

Effets produits dans un plan perpendiculaire au champ. — Résultats semblables à ceux qu'on décrit plus loin.

En disposant un écran phosphorescent cylindrique, centré sur la source et ayant son axe parallèle au champ, les radiations déviables peuvent décrire des trajectoires comprises dans l'intérieur de ce cylindre et n'atteignant pas l'écran.

Exploration du champ par la photographie. — La photographie, par la netteté des détails qu'elle enregistre, a donné, pour l'étude du champ, des résultats bien supérieurs à ceux de la fluorescence. J'ai réalisé en particulier les expériences suivantes :

1° On place parallèlement au champ, entre les deux pôles distants de 45^{mm}, une plaque photographique horizontale entourée de papier noir. Après avoir excité l'électro-aimant, on met sur la plaque, à égale distance des pôles, la matière radioactive. Après quelques minutes de pose on peut développer la plaque et l'on constate que l'impression, très forte, au lieu de s'être faite uniformément autour de la source, est tout entière rejetée sur la droite du champ (à gauche pour un observateur qui regarde le pôle +) (*Pl. I, fig.* 2). L'écart maximum correspond à la direction normale au champ passant par la source, qui, dans le cas actuel, est au milieu du champ. Le maximum d'écart est aussi, dans ce cas, le maximum de l'intensité de l'impression..... La courbure est d'autant moins accentuée que le champ est plus intense.

Cette expérience est identique à celle que MM. Meyer et Schweidler ont faite avec un écran fluorescent. Ces auteurs ont signalé seulement le maximum du sommet de la courbe; mais ils ont montré ce fait capital, que l'impression était due à des rayons émis au-dessus de la plaque et ramenés sur celle-ci par l'aimant. Les rayons émis audessous de la plaque donneraient la courbe symétrique, mais dans notre expérience ils sont absorbés par le verre qu'ils ont à traverser deux fois.....

2° Une seconde expérience tout aussi importante consiste à placer

le radium près de l'un des pôles, du pôle +, par exemple, la plaque photographique restant dans la même position que ci-dessus.

L'effet obtenu est notablement différent..... A côté de la tache marquant la place de la source se trouve une tache presque aussi intense qui rejoint la première; l'impression va ensuite en diminuant le long de la courbe jusqu'au sommet, au milieu du champ où elle est minimum, puis elle augmente en se rapprochant de l'autre pôle près duquel elle est très intense, moins cependant qu'à l'autre extrémité, figurant une sorte d'image dispersée de la matière active.

.... Ces expériences montrent d'une autre manière l'augmentation d'action près des pôles que j'ai indiquée au début de cette Note.....

3° Si l'on fait une troisième expérience en disposant la plaque photographique comme ci-dessus, et en plaçant la matière active, non plus au milieu, ou près d'un des pôles, mais en un point quelconque de l'axe du champ, on obtient encore la courbe décrite ci-dessus : celle-ci présente alors un maximum d'intensité en face de la source radiante sur la même normale au champ. Ce maximum a une tendance à se rapprocher du pôle le plus voisin; et, lorsque la matière est à une petite distance de l'un des pôles, on voit apparaître un second maximum d'action près du pôle opposé.....

Tous ces faits montrent que le rayonnement du radium se rapproche considérablement des rayons cathodiques.....

II. — Sur le rayonnement des corps radioactifs.

(T. CXXIX, p. 1205, 26 décembre 1899.)

.... M. et M[me] Curie ont eu l'obligeance de me remettre un peu d'une préparation d'azotate de polonium, presque aussi active que le radium, soit pour rendre l'air conducteur, soit pour impressionner une plaque photographique non enveloppée. Le rayonnement de cette substance placée dans un champ magnétique, n'a manifesté aucune influence de l'ordre de celle qu'on observe avec le radium. Ni les phénomènes de phosphorescence, ni les actions photographiques (sur des plaques non enveloppées), n'ont révélé aucune influence appréciable de la part du champ magnétique..... Si au polonium on substitue le radium, dans les mêmes conditions d'expérience, on obtient avec le champ magnétique, et sur une plaque enveloppée une impression rejetée dans le sens du courant qui produit le champ, et ayant l'aspect que j'ai signalé antérieurement.

Le rayonnement de la préparation du polonium qui a été soumise à ces expériences ne subit donc pas les mêmes influences que celui du radium (1).....

III. — Contribution à l'étude du rayonnement de radium.

(T. CXXX, p. 206, 29 janvier 1900.)

La partie du rayonnement du radium déviable par un champ magnétique se prête à diverses expériences parmi lesquelles je citerai les suivantes relatives aux rayons qui traversent le papier noir :

1° *Déviation magnétique dans le vide.* — Dans le but de rechercher si l'air exerçait une influence importante sur la vitesse de propagation du rayonnement en question, j'ai disposé l'expérience de la déviation magnétique dans le vide. Je n'ai pas observé de différence notable avec ce que l'on obtient dans l'air.

L'expérience a été réalisée en obtenant par renversement du champ magnétique, et sur la même plaque photographique enveloppée de papier noir, deux impressions, l'une dans le vide ou dans l'air raréfié, et l'autre en laissant rentrer l'air autour de la plaque. L'une des épreuves obtenues et reproduite ci-contre (*Pl. I, fig.* 3). J'ai observé depuis que les limites d'impression obtenues étaient caractéristiques de la nature des écrans absorbants (papier noir, métaux, etc.).

2° *Identité du rayonnement émis par les sels radifères diversement actifs.* — .... Ces expériences montrent que les divers sels de radium émettent des rayons également déviables, c'est-à-dire de même nature, et qui ne diffèrent que par leur intensité.

3° *Trajectoires du rayonnement dans un champ magnétique uniforme.* — Les rayons qui se propagent normalement à un champ magnétique uniforme décrivent une trajectoire fermée qui les ramène au point d'émission. On peut constater ce fait par l'expérience suivante : on dispose, comme dans les expériences précédentes, une plaque photographique enveloppée de papier noir, horizontalement dans le champ magnétique, mais la gélatine étant en dessous; très

(1) *Comptes rendus*, t. CXXVIII, p. 776. Depuis que j'ai communiqué cette Note à l'Académie, j'ai été informé que M. Giesel avait observé, avec du polonium et du radium, la déviation du rayonnement de ces substances dans un champ magnétique. La préparation radioactive que M. Giesel a étudiée sous le nom de *polonium* doit être d'une autre nature que celle qui m'a été remise par M. Curie; cette observation date du 31 octobre 1899.

près du bord de la plaque, bord amené au milieu du champ, on place sur la face supérieure une lame de plomb, puis la substance active formant une source de petit diamètre; on excite alors l'électro-aimant de manière que le rayonnement soit rejeté en dehors de la plaque, et l'on observe qu'il se produit sur tout le bord au-dessous de la source une impression due aux rayons qui y sont ramenés. Si l'on dispose, dans l'espace, sur le trajet des rayons, divers écrans, leur ombre se reproduit sous la plaque, montrant que les rayons normaux au champ sont ramenés sur l'axe du champ passant par la source.

On rend compte de toutes les apparences en assimilant le rayonnement en question aux rayons cathodiques, et en considérant ce rayonnement comme soumis aux forces qui sollicitent des masses électriques négatives traversant le champ magnétique avec une grande vitesse. Dans ces conditions, les trajectoires des rayons normaux à un champ uniforme sont des cercles passant par la source, tangents à la direction originelle du rayonnement; ces cercles ont tous le même rayon R, dont la valeur est inversement proportionnelle à l'intensité du champ. Les rayons émis normalement à une plaque photographique parallèle au champ magnétique, reviennent couper celle-ci normalement, et produisent une impression d'intensité maximum. Les rayons émis tangentiellement à la plaque reviennent sur eux-mêmes tangentiellement à celle-ci et ne produisent aucune impression.

Pour une direction de propagation oblique, faisant avec l'axe du champ un angle α, la trajectoire est une hélice qui s'enroule sur un cylindre de rayon $R \sin\alpha$, ayant pour axe une parallèle à l'axe du champ, et tangent à l'élément de trajectoire, au départ. L'hélice s'enroule dans le sens des aiguilles d'une montre si la propagation a lieu dans le sens du champ, et en sens inverse si la propagation a lieu en sens contraire.

Ces résultats, connus pour les rayons cathodiques, s'appliquent aux rayons déviables du radium. Le lieu des impressions maxima sur la plaque photographique horizontale correspond au lieu des intersections avec ce plan des rayons, dont les directions originelles sont dans un plan vertical parallèle au champ. Ce lieu est un arc d'ellipse dont l'un des demi-axes est $2R$ pour la direction perpendiculaire au champ, et dont l'autre serait πR pour la direction de l'axe; mais les rayons n'atteignent pas ce point. Toutes les trajectoires de ces rayons ont la même longueur πR.

Le lieu des intersections avec un plan normal à l'axe du champ, des trajectoires des rayons obliques dont les éléments originels sont dans

un plan passant par l'axe, est une courbe dont le point de départ est sur l'axe passant par la source, et dont la tangente à l'origine fait avec l'intersection des deux plans un angle égal à $\frac{d}{2R}$, d étant la distance du plan à la source et R le rayon de la trajectoire circulaire définie ci-dessus ([1]). L'expérience vérifie cette valeur théorique.

Dans un champ magnétique égal à 4000 unités C.G.S. on a obtenu pour R des valeurs voisines de $3^{mm},7$.

4° *Dispersion dans le champ magnétique.* — Il résulte de la forme des trajectoires que, dans l'expérience décrite au début de cette Note, si le rayonnement était homogène, les impressions devraient figurer des arcs d'ellipse intenses vers le bord extérieur, et diffus vers le bord intérieur. Or, même avec une source radiante de très petit diamètre, les arcs d'ellipse sont très diffus vers l'extérieur, et la diffusion augmente lorsqu'en diminuant le champ magnétique on augmente la valeur de 2R. Cette diffusion paraît devoir être attribuée à une dispersion, par le champ magnétique, du faisceau de radiations dont mes expériences antérieures ([2]) avaient déjà signalé l'hétérogénéité.

Si l'on dispose sur la plaque photographique enveloppée de papier noir, et placée parallèlement au champ, des écrans de diverses natures, tels qu'une lame d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur, une lame de cuivre de $0^{mm},085$, l'impression sous ces écrans se compose d'arcs elliptiques décalés les uns par rapport aux autres. Dans un champ de 2400 unités environ et sans autre écran que le papier noir, l'arc elliptique a pour petit axe dans la région du maximum d'intensité, environ $2R = 12^{mm},2$. Sous l'aluminium, $2R = 16^{mm},5$. Sous le cuivre la valeur de 2R est environ double de celle que l'on obtient sans écran; ces nombres ne sont donnés ici qu'à titre d'indication.

Les impressions figurent des sortes de spectres d'absorption montrant que les rayons les plus déviés par le champ magnétique sont les plus facilement arrêtés dans ces conditions (*Pl. I, fig. 4*). Mais si,

---

([1]) Cette courbe repasse périodiquement par l'origine et coupe la normale à l'intersection des deux plans à des distances de l'origine égales à $2R\sin\alpha$, α étant défini par la relation $\frac{d}{R\cos\alpha} = (2k+1)\pi$. Ces distances sont $2\sqrt{R^2 - \frac{d^2}{\pi^2}}$, $2\sqrt{R^2 - \frac{d^2}{9\pi^2}}$, ... La courbe reste toujours comprise dans le cercle de rayon R tangent à l'origine, à l'intersection des deux plans, et elle est asymptotique à ce cercle (*Mém. de l'Acad. des Sciences*, t. XLVI, p. 146).

([2]) *Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 912.

au lieu de placer l'écran d'aluminium sur la plaque photographique, on le place tout près de la source, bien que les rayons traversent successivement l'aluminium et le papier noir, l'arc elliptique obtenu sur la plaque a la même position que s'il n'y avait pas d'aluminium.... Je reviendrai prochainement sur ces phénomènes.

5° *Considérations sur la déviation électrostatique.* — Les faits qui viennent d'être exposés montrent qu'une partie du rayonnement du radium est tout à fait assimilable à des rayons cathodiques, ou à des masses d'électricité négative transportées avec une grande vitesse. On n'a pu jusqu'ici reconnaître l'existence de ces charges électriques (¹).....

On sait que si v est la vitesse, H l'intentité du champ et ρ le rayon de courbure de la trajectoire, on doit avoir $\frac{m}{e}v = H\rho$. Or nous avons trouvé pour $H = 4000$, $\rho = 0^{cm},37$. On aurait donc approximativement $\frac{m}{e}v = 1500$.

Il est à remarquer que ce nombre est du même ordre de grandeur que ceux qui ont été trouvés pour les rayons cathodiques par M. J.-J. Thomson (²), par M. W. Wien (³) et par M. Lenard (⁴), qui donnent des valeurs de $\frac{m}{e}v$ variant de 1030 à 1273 avec des valeurs de v comprises entre $0,67.10^{10}$ et $0,81.10^{10}$.

Ces masses doivent subir dans un champ électrique d'intensité F, une déviation $\theta = \frac{Fl}{\frac{m}{e}v^2} = \frac{Fl}{1500}$, l étant la longueur du chemin parcouru dans le champ..... Si l'on admet comme vraisemblable que la vitesse v soit comme pour les rayons cathodiques de l'ordre de grandeur de la vitesse de la lumière, par exemple, comme dans les expériences de M. Lenard, le quart de cette vitesse, on voit que, pour observer sur un trajet de 1^{cm} une déviation θ de quelques degrés, soit $\theta = 0,20 = 11°,4$, il faudrait réaliser au moins un champ électrique de 2.10^{12} unités ou une différence de potentiel de 20000 volts entre deux plateaux distants de 1^{cm}.....

(¹) L'expérience a été faite par M. et Mme Curie le 5 mars suivant.

(²) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, p. 293, 1897.

(³) W. Wien, *Verhandl. der Phys., Gesellsch. zu Berlin*, t. XVI, p. 165, 1897.

(⁴) Lenard, *Ann. der Physik und Chem.*, t. LXIV, p. 279, 1898.

IV. — Sur la dispersion du rayonnement du radium dans un champ magnétique.

(T. CXXX, p. 372, 12 février 1900.)

J'ai montré récemment que la portion déviable du rayonnement du radium était dispersée par un champ magnétique; le faisceau dévié se compose de radiations dont les trajectoires ont des rayons de courbure différents et dont l'absorption au travers de divers écrans est variable avec la nature et la position de ces écrans.....

Il importait d'éliminer l'absorption due au papier noir qui enveloppait les plaques photographiques dans la plupart des expériences antérieures, mais il faut alors éviter l'action de la lumière émise par la phosphorescence du sel de radium. La substance active était rassemblée dans un trou de 1^{mm}, percé dans une carte et placée dans une cuve en plomb. Cette cuve était posée sur la gélatine de la plaque photographique horizontale, au milieu du champ magnétique. Dans ces conditions la lumière de phosphorescence n'impressionnait pas la plaque, et les rayons déviables étaient seuls ramenés sur celle-ci par l'action du champ magnétique. On pouvait alors placer sur la plaque même divers écrans absorbants. Les opérations s'effectuaient dans une chambre noire en s'éclairant avec de la lumière rouge.

Une autre modification importante a été de remplacer les armatures qui ne donnaient un champ uniforme que sur un petit espace, par des parallélépipèdes de fer dont la section était de 10^{cm} de long sur 14^{cm} de hauteur. Le champ uniforme occupe une étendue suffisante pour comprendre toutes les trajectoires des rayons qui impressionnent la plaque. En faisant passer dans l'électro-aimant un courant de 4 ampères, on obtenait un champ magnétique dont l'intensité a été déduite de la mesure de la rotation du plan de polarisation de la lumière dans une direction oblique. On a trouvé ainsi 1742 unités C.G.S.....

(On a reconnu plus tard par l'arrachement d'une bobine électromagnétique que dans ces conditions la valeur du champ était voisine de 2055 C.G.S.)

2° *Variation de l'absorption avec les positions des écrans.* — (Il a été reconnu plus tard que ce phénomène était une apparence due à des rayons secondaires prenant naissance sur la face de sortie du rayonnement, et qui se substituent au rayonnement absorbé.)

3° *Spectres d'absorption de diverses substances.* — Le spectre d'émission du radium apparaît dans ces expériences comme étant

continu. Pour caractériser chaque radiation, on peut donner le rayon de courbure ρ de sa trajectoire dans un champ uniforme déterminé, et comme, d'autre part, le produit $H\rho$ du rayon de courbure par l'intensité H de la composante du champ normale à la trajectoire est constant, je prendrai la valeur de ce produit pour caractériser chaque radiation.

Un écran placé sur la gélatine de la plaque limite l'impression à un arc elliptique un peu diffus dont le petit axe donne le double du rayon de courbure minimum des trajectoires des radiations transmises.

Dans un champ de 1742 unités C.G.S. (2055) ce petit axe était de $7^{mm},5$ environ pour le papier noir, de $11^{mm},5$ pour une lame d'aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur, de 13^{mm} pour une lamelle de verre, etc.

On trouvera dans le Tableau suivant les valeurs du produit $H\rho$ pour les rayons qui limitent l'absorption de divers écrans. Ces nombres ne donnent que des valeurs grossièrement approchées de ces limites en raison de la diffusion due à la largeur de la source, d'une part, et d'autre part en raison de la limite indécise du phénomène d'absorption. Les écrans sont transparents pour des radiations dont les valeurs de $H\rho$ sont supérieures aux nombres du Tableau suivant :

Substances.	Épaisseur.	Limite inférieure du produit $H\rho$ pour les rayons transmis.	Valeurs corrigées ultérieurement (1).
	mm		
Papier	0,065	650	781
Aluminium	0,010	350	431
	0,100	1000	1192
	0,200	1480	1746
Mica	0,025	520	637
Verre	0,155	1130	1335
Platine	0,030	1310	1541
Cuivre	0,085	1740	2055
Plomb	0,130	2610	3082

Ces limites approchées, dont je me propose de donner plus tard des valeurs plus exactes, suffisent pour caractériser d'une manière générale l'absorption de diverses substances. Ainsi le papier ne laisse pas passer les radiations les plus déviables dont le rayon de courbure dans un champ de 1000 unités serait inférieur à $6^{mm},5$ environ; pour le

(1) *Mém. de l'Acad. des Sciences.*, t. XLVI, p. 159.

verre, les rayons transmis auraient dans le même champ des rayons de courbure supérieurs à 11^{mm}.

Les nombres ci-dessus sont tout à fait du même ordre de grandeur que ceux qui ont été trouvés pour les rayons cathodiques. Les radiations les plus déviables, c'est-à-dire celles qui ont le rayon de courbure ou le produit $H\rho$ le plus petit, sont les plus absorbées. Si on leur applique la même théorie que pour les rayons cathodiques, les rayons les plus absorbés seraient ceux pour lesquels le produit $\frac{m}{e}v = H\rho$ de la vitesse par le rapport de la masse à la charge aurait la moindre valeur.....

V. — Déviation du rayonnement du radium dans un champ électrique.

(T. CXXX, p. 809, 26 mars 1900.)

Les expériences que je poursuis depuis plusieurs mois sur le rayonnement du radium ont montré que les propriétés de la partie de ce rayonnement, déviable par un champ magnétique, avaient la plus grande analogie avec celles des rayons cathodiques. Pour démontrer l'identité complète des deux sortes de radiations il était nécessaire d'établir l'existence, pour le rayonnement du radium, soit d'un transport de charges électriques négatives, soit d'une déviation dans un champ électrique, ces deux propriétés étant, du reste, corrélatives l'une de l'autre. M. et Mme Curie ont montré tout récemment que le rayonnement du radium transporte des charges électriques négatives. Pendant que ces savants réalisaient cette expérience fondamentale qui a mis hors de doute l'identité dont il vient d'être question, je cherchais de mon côté à mesurer la déviation électrostatique à laquelle mes mesures préliminaires dans le champ magnétique avaient permis d'assigner une grandeur probable (1).

Cette mesure est particulièrement intéressante parce qu'elle permet par sa comparaison avec la déviation magnétique de déterminer la vitesse de translation des charges électriques, et le rapport des masses matérielles entraînées à la charge qu'elles transportent.

.... La disposition consiste essentiellement à faire passer un faisceau très étroit de radiations entre deux petits plateaux électrisés, et à recevoir le faisceau sur une plaque photographique enveloppée de papier noir. Des fils métalliques fins, placés en avant de la plaque,

(1) *Comptes rendus*, t. CXXX, 29 janvier 1900, p. 210.

donnaient, par la trace de leur ombre, des repères précis. On constate alors que le faisceau émané du radium est repoussé par le plateau électrisé négativement, ce qui est conforme à l'existence de charges négatives transportées au travers du champ.....

Deux petits plateaux de cuivre rectangulaires, de $3^{cm},45$ de hauteur, ont été disposés verticalement et fixés par de la paraffine de façon à laisser entre eux un intervalle d'air de 1^{cm} d'épaisseur. Dans cet intervalle, le champ électrique était mesuré sensiblement par la différence de potentiel des plateaux, évaluée en unités C. G. S. L'un des plateaux étant à la Terre, l'autre était en relation avec une batterie de six grandes jarres dont la capacité réduisait considérablement la vitesse de la variation du potentiel, entre les deux plateaux, sous l'influence du radium. Un électromètre à cadran de Henley, en relation avec la batterie, avait été gradué, par l'observation de diverses distances explosives, de façon à donner approximativement le potentiel de la batterie. Pendant l'expérience, le potentiel était maintenu constant en rechargeant constamment la batterie avec une machine à influence et en faisant en sorte que la déviation de l'électromètre se maintînt constante. Une disposition convenable permettait, au cours d'une expérience, de renverser le champ électrique entre les plateaux en lui conservant la même intensité.

La plaque photographique, enveloppée de papier noir, était fixée en dehors du champ à $1^{cm},2$ au-dessus de l'arête supérieure des plateaux; la matière radioactive était placée au-dessous du champ; ... le sel de radium était rassemblé dans une rainure rectiligne de 1^{mm} de large, pratiquée dans un petit bloc de plomb; le tout était orienté de manière que la partie moyenne du faisceau coïncidât à peu près avec un plan parallèle aux plateaux et à égale distance de ceux-ci.

Le faisceau large et diffus ainsi obtenu est dévié par le champ électrostatique; mais la déviation, qui correspond sur la plaque à un déplacement de quelques millimètres, est difficile à mesurer. On a alors disposé exactement au-dessus du milieu de la fente un écran plan très mince, en mica, recouvert d'étain et bien isolé. Cet écran, qui dépassait les limites du champ et s'approchait très près de la plaque photographique à laquelle il était normal, donnait sur celle-ci une ombre rectiligne très étroite, si le faisceau de radiations actives était exactement parallèle à son plan, ce qui était sensiblement réalisé lorsque les deux plateaux sont au même potentiel. Au contraire, si le faisceau est dévié dans un sens, une partie de ce faisceau sera arrêtée

par l'écran, et celui-ci projettera sur la plaque une ombre dont la direction indiquera le sens de la déviation, et dont la limite correspondra à la déviation des radiations les moins déviées par le champ électrique, et donnant encore une impression notable au travers du papier noir. Cette limite est diffuse en raison de la pénombre due à la largeur de la source, et surtout en raison de la dispersion du rayonnement par le champ électrique. Si l'on renverse le sens du champ, l'ombre est projetée en sens contraire.

Dans cette expérience, une disposition particulière permettait de couvrir, par un écran opaque, successivement chacune des moitiés de la plaque photographique, perpendiculairement à la déviation, de façon à obtenir sur la même épreuve les deux phénomènes inverses. On constate alors l'existence de deux bandes blanches, décalées l'une par rapport à l'autre, montrant la dispersion dans deux sens opposés à partir d'une origine commune (*Pl. I, fig.* 5).

On a obtenu diverses épreuves pour des champs électriques qui ont varié entre $1{,}02.10^{12}$ et $1{,}29.10^{12}$ unités C.G.S. La déviation ramenée à une intensité commune du champ électrique d'environ $1{,}02.10^{12}$ unités C.G.S. (10200 volts entre les deux plateaux), peut être évaluée à $0^{cm}{,}4$ environ.

Lorsqu'on calcule quelle doit être la trajectoire d'une particule matérielle de masse m, chargée d'une quantité d'électricité e, entrant avec une vitesse v dans un champ électrique uniforme d'intensité F, la direction de la vitesse initiale étant normale au champ, on reconnaît très simplement que cette trajectoire est une parabole dont l'axe est parallèle à l'axe du champ, dont le sommet est au point d'entrée, et dont le paramètre est $\frac{m}{e}\frac{v^2}{F}$. Si le champ a une épaisseur l, perpendiculairement aux lignes de force, la déviation linéaire parallèlement au champ, vers le plateau positif, si e est négatif, a pour valeur, au sortir du champ, $x_1 = \frac{eFl^2}{2mv^2}$. A partir du moment où la particule a quitté le champ, elle se meut suivant la tangente à la parabole, et comme cette tangente va couper la tangente au sommet, c'est-à-dire la direction de la vitesse initiale, au milieu du champ, on voit que l'angle de déviation ou l'angle des tangentes est donné par la relation

$$\tang\theta = \frac{eFl}{mv^2}.$$

Si l'on considère un écran normal à la direction de la vitesse initiale, et situé à une distance h du champ, la particule mobile rencontrera

cet écran à une distance du point d'intersection de cet écran avec la direction primitive égale à

$$\delta = \left(\frac{l}{2} + h\right) \operatorname{tang}\theta = \frac{e\mathrm{F}l\left(\frac{l}{2} + h\right)}{mv^2}.$$

Dans l'expérience décrite ci-dessus on avait approximativement

$\delta = 0^{cm},4$ pour $\mathrm{F} = 1,02.10^{12}$ avec $l = 3^{cm},45$ et $h = 1^{cm},2$.

Si l'on connaissait exactement le rayon de courbure ρ de la trajectoire dans un champ magnétique d'intensité H, d'une radiation identique, c'est-à-dire de la même masse m, chargée de la même quantité e et animée de la même vitesse v normalement au champ, on sait qu'on aurait

$$\frac{m}{e}v = \mathrm{H}\rho,$$

et, en combinant cette relation avec la précédente, on en déduirait pour la vitesse v la valeur

$$v = \frac{\mathrm{F}l\left(\frac{l}{2} + h\right)}{\mathrm{H}\rho\delta}.$$

Le point délicat de cette comparaison est d'identifier les radiations qui ont des déviations électriques et magnétiques correspondantes.

Dans l'expérience qui vient d'être décrite, le papier noir élimine par absorption les radiations les plus déviables et l'on peut vraisemblablement admettre que le bord de l'ombre correspond à des radiations de même nature que le bord le moins dévié de la région du maximum... obtenu dans le champ magnétique.... On a fait diverses expériences pour contrôler cette hypothèse, mais l'identification reste encore une question d'appréciation. L'examen des épreuves a conduit à admettre que les rayons dont la déviation électrique était $0^{cm},4$ dans un champ égal à $1,02.10^{12}$ étaient sensiblement les mêmes que ceux pour lesquels, dans un champ magnétique, le produit $\mathrm{H}\rho$ est environ 1600. On aurait donc

$$v = \frac{1,029.10^{13}}{1600 \times 0,4} = 1,6.10^{10}.$$

Ce nombre est donné ici seulement pour montrer l'ordre de grandeur de la vitesse qui, pour les radiations considérées, paraît comprise entre la moitié et les deux tiers de la vitesse de la lumière. On déduit

de cette valeur de v la valeur

$$\frac{m}{e} = 10^{-7}.$$

Ces nombres sont tout à fait de l'ordre de grandeur de ceux qui ont été trouvés pour les rayons cathodiques. La correspondance des valeurs de δ et de $H\rho$ introduites dans les formules n'est qu'approchée ; des valeurs plus précises apporteront vraisemblablement quelque changement à ces nombres, dont l'ordre de grandeur ne peut varier beaucoup.

En effet (voir *Mém. de l'Acad.*, t. XLVI, p. 160). On eût dû adopter environ

$$H\rho = 1350,$$

d'où

$$v = 1,9.10^{10} \quad \text{et} \quad \frac{m}{e} = 0,7.10^{-7}.$$

Une autre comparaison plus précise a donné sur la même épreuve

$$\delta = 0^{cm},24, \quad H\rho = 1791, \quad v = 2,37.10^{10}, \quad \frac{m}{e} = 0,757.10^{-7}$$

(*loc. cit.*, p. 176).

Il importe de faire la comparaison précise des valeurs de $H\rho$ et de δ par l'examen des spectres d'absorption électrique et magnétique de différentes substances, afin de déterminer les valeurs de v et de $\frac{m}{e}$ pour des radiations inégalement déviables. On pourra ainsi reconnaître si $\frac{m}{e}$ et v sont tous deux variables et quelle est celle de ces deux grandeurs dont la variation prédominante entraîne la variation si considérable du produit $H\rho$ dans le champ magnétique ([1]).

On obtient un spectre pur de la dispersion magnétique en recueillant seulement les radiations qui, issues d'une source ponctuelle, ont passé toutes par une même ouverture étroite ; par ces deux points, en effet, il ne peut passer qu'une circonférence de rayon donné, et il n'y a qu'une trajectoire pour chaque espèce de radiation. Les épreuves que j'ai obtenues dans ces conditions n'ont pas présenté, au point de vue des limites d'absorption, de différences notables avec les résultats que j'ai publiés antérieurement. Si l'on veut isoler une radiation dont le rayon de courbure, dans un champ magnétique, soit

---

([1]) Cette détermination a été faite en 1901, 1902 et 1903 par M. Kaufmann.

déterminé, il faut disposer sur le trajet de celle-ci, dans un plan normal au champ, deux petites ouvertures qui, avec la source ponctuelle, constituent trois points par lesquels ne passe qu'une seule circonférence.

Une expérience identique a été faite en disposant une fente au-dessus du champ électrique; il passe par cette fente un seul faisceau parabolique pour chaque nature de radiation. On reconnaît ainsi que les rayons les plus transmissibles au travers de l'aluminium sont moins déviés que ceux qui traversent le papier noir, comme cela se produit dans le champ magnétique.....

Si la radiation considérée se propageait parallèlement aux lignes de force du champ électrique, la vitesse de propagation serait augmentée ou diminuée suivant que les masses électriques s'éloignent ou s'approchent du plateau négatif. La vitesse qui s'ajouterait à la vitesse initiale v ou se retrancherait de celle-ci aurait pour valeur, après un trajet de longueur l' parallèle au champ,

$$u = \frac{eFl'}{mv} = \frac{Fl'}{H\rho},$$

ou, en introduisant la valeur de v donnée plus haut,

$$\frac{v}{u} = \frac{l'\delta}{l\left(\frac{l}{2}+h\right)}.$$

Dans les conditions de l'expérience ci-dessus $\frac{u}{v} = 0,04$ $\left(\frac{u}{v} = 0,023\right)$ par centimètre.

Ce rapport varie pour chaque radiation proportionnellement à la déviation δ.

En combinant les valeurs de v et de $\frac{m}{e}$ avec la valeur de la charge déterminée par M. et Mme Curie, on peut avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'énergie transportée par ce rayonnement.

Des nombres donnés par M. et Mme Curie, il résulte que, sous une épaisseur de $0^{cm},2$, la quantité d'électricité émise pendant 1 seconde par 1^{cm^2} de surface serait, pour une préparation spéciale de baryum radifère, de l'ordre de 4.10^{-13} unités C.G.S. Soit N le nombre des particules électrisées, on aurait $Ne = 4.10^{-13}$. Or nous avons trouvé que $\frac{m}{e}v^2$ était de l'ordre de grandeur de $2,57.10^{13}$ $(4,47.10^{13})$. Multipliant

par $\frac{1}{2}Ne$, on a

$$\frac{1}{2}Nmv^2 = 5,1 \qquad \left(\frac{1}{2}Nmv^2 = 8,9\right) \text{ unités C.G.S.}$$

Ainsi l'énergie rayonnée par un centimètre carré serait de quelques unités C.G.S. d'énergie par seconde, c'est-à-dire de quelques dix-millionièmes de watt.

Enfin on peut conclure de la valeur du rapport $\frac{m}{e} = 10^{-7}$ que cette perte d'énergie correspondrait à un déplacement de matière d'environ un milligramme en un milliard d'années.

Ces considérations montrent que l'énergie rayonnée par les substances radioactives peut être empruntée à la matière elle-même, sans que l'on puisse constater une diminution appréciable du poids de celle-ci.

Sur l'analyse magnétique du rayonnement du radium et du rayonnement secondaire provoqué par ces rayons.

(T. CXXXII, p. 1286, 3 juin 1901.)

Dans une Note récente (¹), j'ai décrit une disposition expérimentale qui m'avait déjà servi antérieurement à analyser le rayonnement du radium; ..... La disposition consiste à placer la matière active dans un champ magnétique uniforme, à isoler un mince faisceau plan parallèle au champ, puis à recevoir sur une plaque photographique normale au champ, et sous une incidence presque rasante, le rayonnement du faisceau dont une partie est déviée par le champ magnétique. Dans ces conditions, si la source est linéaire, normale à la plaque et de très petite longueur, l'impression représente une section faite normalement au champ dans le faisceau dévié; chaque faisceau, correspondant à une vitesse de translation déterminée, donne une impression sensiblement circulaire (²), comme si la trajectoire tout entière de ce faisceau était marquée sur la plaque. Si, sur la face de cette plaque et en contact avec elle, l'on dispose divers écrans, on arrête ou on limite le rayonnement. Lorsque ces écrans sont percés

(¹) *Comptes rendus*, t. CXXXII, p. 734, 25 mai 1901.

(²) Si la plaque est bien normale au champ, l'impression doit être rigoureusement circulaire (voir *Mém. de l'Acad. des Sc.*, t. LXVI, p. 204).

de trous, on observe que par chacun d'eux et par la source il passe une infinité de cercles formant en dehors de l'écran un faisceau épanoui qui constitue une sorte de spectre pur. Si au delà du premier écran percé de trous on en dispose un second également percé de trous, on constate que, par ces derniers, il sort, soit un faisceau unique et bien défini, soit, si les faisceaux du premier écran se réunissent partiellement, une série de faisceaux distincts correspondant à des circonférences définies par le trou considéré, par la source et par un troisième trou appartenant à l'écran intermédiaire.

Les épreuves photographiques (*Pl. I, fig.* 6 et *Pl. II, fig.* 7) permettent de relever avec une grande exactitude ces pseudo-trajectoires et d'isoler ainsi des rayons presque complètement purs, c'est-à-dire correspondant chacun à une valeur unique du produit $\frac{m}{e}v$, qui dans la théorie balistique est proportionnel au rayon de courbure de la trajectoire; m étant la masse fictive entraînée, e la charge qu'elle transporte avec une vitesse v.

A côté de ces rayons déviés, on voit la trace rectiligne donnée par les rayons non déviables, comme dans l'expérience fondamentale de M. Villard.

Il importe, en outre, de remarquer qu'il existe une discontinuité bien nette entre les rayons les moins déviables et les rayons non déviés.

Dans un champ magnétique de 300 ([1]) unités C.G.S. environ, j'ai réalisé sur une cinquantaine de clichés les dispositions les plus diverses avec des écrans en plomb, en étain, en cuivre, etc. Ces écrans étaient percés de fentes fines ou larges, normales à la plaque photographique et en contact avec celle-ci. Ces écrans avaient 1^{mm} ou 2^{mm} d'épaisseur et environ 9^{mm} de hauteur; pour protéger plus complètement certaines parties de la plaque, on faisait usage de blocs métalliques de plusieurs centimètres d'épaisseur.

La matière active était placée dans une rainure pratiquée dans un bloc de plomb; un grand nombre d'expériences ont été faites en plaçant la matière au fond d'une rainure ayant 12^{mm} de profondeur et moins de 1^{mm} de largeur. Lorsque la matière était enfermée dans un tube de verre, on éliminait la partie non déviable et très absorbable pour ne conserver que la partie non déviable et très pénétrante,

---

([1]) Lire 500 au lieu de 300. Les épreuves reproduites ici ont été obtenues dans un champ magnétique de 859 unités C.G.S.

ainsi que la partie déviable du rayonnement. Dans tous les cas, la cuve était couverte d'une très mince feuille d'aluminium pour arrêter les rayons lumineux : la plaque photographique pouvait alors n'être plus enveloppée, à la condition de faire dans l'obscurité les diverses manipulations de la pose.

Enfin, dans la plupart des expériences, en dehors de l'écran extérieur percé de trous, on a disposé parallèlement, et à quelques millimètres de distance, une lame d'aluminium de 0^{mm},1 d'épaisseur, qui touchait la plaque photographique.

Dans ces conditions (*Pl. II, fig.* 7), on a constaté les effets suivants : les rayons non déviables transmis au travers du verre, ainsi que les rayons les moins déviés, traversent l'aluminium comme si celui-ci n'existait pas, et provoquent à peine de rayons secondaires.

Les rayons déviables partiellement absorbés traversent l'aluminium sans que la trajectoire soit modifiée. On en conclut que le rayonnement qui sort de l'aluminium a la même valeur du produit $\frac{m}{e}v$ qu'avant de traverser le métal; j'avais déjà obtenu cette conclusion par une autre méthode ([1]).

Les rayons partiellement absorbés provoquent sur les deux faces de l'écran d'aluminium des rayons secondaires intenses. Ces derniers forment, à l'extérieur de l'écran, un faisceau un peu diffus qui se superpose au faisceau transmis sur la même trajectoire. La disposition permet de reconnaître très simplement, dans les faisceaux épanouis définis par la source et une seule ouverture, les limites d'absorption de divers écrans ([2]).

L'analyse des rayons secondaires émis par les écrans métalliques a donné des effets moins nets..... Le rayonnement secondaire provoque sur les écrans qu'il frappe un rayonnement tertiaire qui lui-même peut, à son tour, provoquer des rayonnements d'un ordre plus élevé. L'expérience est très nette avec les rayons secondaires du plomb, en laissant entrer ceux-ci, par un canal étroit, dans l'espace protégé (au moyen d'écrans épais); au sortir de ce canal, le rayonnement secondaire présente une déviation évidente par le champ magnétique, dans le même sens que la déviation des rayons incidents, et avec une courbure moyenne qui ne paraît pas différer sensiblement de celle des rayons excitateurs.....

([1]) *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 983, 9 avril 1900.

([2]) *Voir* une description plus complète : *Mém. de l'Acad. des Sciences*, t. XLVI, p. 206-209.

Il convient de rapprocher de ces observations l'application de la même méthode à l'étude de la pénétration des rayons déviables au travers de la paraffine solide, t. CXXXVI, p. 434, 16 février 1903.

.... Les épreuves permettent de suivre les trajectoires de rayons inégalement déviables au travers de lames de paraffine ayant diverses épaisseurs, depuis 2^{mm} (*Pl. II, fig.* 8) jusqu'à 8^{mm} (champ magnétique : $H = 523$). Les trajectoires se continuent dans la paraffine sans modification dans leur courbure, mais s'y enfoncent à des profondeurs inégales, d'autant moindres que les rayons sont plus déviables. Dans les conditions des expériences présentes, les rayons les moins déviables pénètrent jusqu'à 2^{mm} environ..... Si l'épaisseur est légèrement supérieure, le faisceau secondaire qu'ils provoquent se propage au dehors ou est arrêté par la substance elle-même à l'intérieur de laquelle il se diffuse. Les rayons les plus déviables pénètrent d'autant moins profondément qu'ils sont plus déviés; ils paraissent s'arrêter brusquement à une certaine profondeur où un maximum d'impression révèle l'existence d'un phénomène secondaire, mais ces rayons secondaires sont absorbés sur place et ne se propagent pas au delà comme ceux qui sont provoqués par les rayons moins déviables.

Sur quelques propriétés du rayonnement des corps radioactifs.

(T. CXXXIV, p. 208, 27 janvier 1902.)

Sur les caractères du rayonnement de l'uranium. — On reproduit ici des épreuves photographiques montrant la séparation des rayons α et β du radium dans un champ magnétique (*Pl. II, fig.* 9). On les a obtenues en disposant dans un champ magnétique une petite source linéaire parallèle au champ, et dont le rayonnement traversait une ou plusieurs fentes étroites. Une plaque photographique non enveloppée était placée normalement au champ, dans une position plus ou moins inclinée sur la fente. La lumière émise par le radium était arrêtée par une lame d'aluminium de $0^{mm},01$ d'épaisseur. La même expérience a été reproduite avec le rayonnement de l'uranium métallique, d'abord dans l'air, puis dans le vide (*Pl. II, fig.* 10) (t. CXXXVI, p. 981, 27 avril 1903); le champ magnétique était alors de 937 unités C.G.S. La conclusion de cette dernière expérience est la suivante :

L'impression obtenue a été encore entièrement dévie et dispersée sans trace de rayons non déviables actifs; la pose avait duré 43 jours. On ne trouve donc pas dans le rayonnement de l'uranium des rayons de la nature des rayons α dont l'activité photographique soit relativement plus grande que celle des rayons cathodiques, comme on

l'observe avec le radium; d'un autre côté, on ne peut attribuer l'absence de ces rayons à une absorption par l'air.....

Conductibilité et ionisation résiduelle de la paraffine solide sous l'influence du rayonnement du radium.

(T. CXXXVI, p. 1173, 18 mai 1903.)

.... On constate facilement que la paraffine solide devient conductrice lorsqu'elle est traversée par le rayonnement du radium, et l'on observe en outre que, après le moment où l'influence radiante a cessé d'agir, la paraffine solide conserve une conductibilité qui diminue rapidement, mais reste cependant appréciable pendant 30 minutes environ.....

La matière active était introduite dans un petit tube de verre très mince, disposé dans l'axe d'un condensateur cylindrique noyé dans la paraffine solide. Le cylindre intérieur du condensateur était en aluminium de $0^{mm},1$ d'épaisseur, le cylindre extérieur en cuivre. Ce dernier était maintenu au potentiel de 200 volts. On mesurait le courant sur l'armature intérieure.

.... Il y a concordance complète entre les résultats observés sur le même échantillon de paraffine à 13 mois de distance. L'effet augmente avec la durée de l'influence du rayonnement. Les courbes qui représentent les nombres précédents ont l'allure de branches d'hyperboles.....

L'analogie de ce phénomène avec celui qui se manifeste dans tous les diélectriques traversés par les rayons X, conduit à penser que le rayonnement du radium produit des effets du même ordre au travers de tous les diélectriques solides comme au travers des diélectriques liquides et gazeux.

Sur la déviabilité magnétique et la nature de certains rayons émis par le radium et le polonium.

(T. CXXXVI, p. 199, 26 janvier 1903.)

On sait que le rayonnement des corps radioactifs se compose de plusieurs sortes de rayons. Dans le rayonnement émis par le radium, une partie, fortement déviable par un champ magnétique, est identique aux rayons cathodiques. L'autre partie, réputée jusqu'ici non déviable, se compose de deux catégories, l'une formée de rayons très pénétrants, l'autre de rayons très absorbables.

Dans une publication récente ([1]), M. E. Rutherford vient d'annoncer que cette dernière partie du rayonnement du radium, que l'auteur appelle les *rayons* α, est très faiblement déviable par un champ magnétique intense, et rejetée en sens contraire de la déviation des rayons cathodiques. Ces rayons sont alors assimilables aux rayons canaux (Kanalstrahlen) observés par Goldstein dans les tubes vides traversés par des décharges électriques, assimilation déjà annoncée comme hypothèse par M. Strutt et par Sir W. Crookes.

M. E. Rutherford, avec une grande habileté et par une méthode électrique relativement grossière, a reconnu un phénomène d'une extrême délicatesse. Cependant, la méthode employée laisserait prise à diverses objections et à un doute sur l'existence du phénomène en question, si l'on n'en apportait pas d'autre preuve. L'une des objections résulte de la disposition expérimentale qui fait traverser des espaces laminaires par un rayonnement dont la partie cathodique est rejetée sur les parois, et les rayons secondaires qui en résultent peuvent donner lieu à des effets dans le sens observé par M. Rutherford.

Je me suis alors proposé de mettre en évidence le phénomène par une expérience plus simple et plus sûre. J'ai eu recours à l'une des dispositions photographiques que j'emploie depuis longtemps, et qui permettent certaines distinctions qui n'apparaissent pas toujours quand on emploie exclusivement la méthode électrique.

L'expérience a été disposée comme il suit :

La matière active a été placée dans une rainure linéaire creusée dans un petit bloc de plomb. Au-dessus de cette source, à une distance a d'environ 1^{cm}, on a disposé un écran métallique formé de deux lames laissant entre elles une fente parallèle à la rainure, puis, au-dessus, une plaque photographique non enveloppée. Le tout est placé dans le champ d'un électro-aimant, la fente étant mise parallèlement au champ.

Si la plaque photographique est parallèle à la fente, on observe sur celle-ci une impression d'autant plus diffuse que la plaque est plus éloignée de la fente. La distance ne doit pas dépasser 1^{cm} ou 2^{cm} en raison de l'absorption par l'air et de la diffusion des rayons étudiés. Si, pendant la pose, le champ magnétique est excité d'abord dans un sens, puis dans l'autre, on observe, en révélant l'épreuve, deux images du faisceau, ce qui montre que celui-ci a été dévié d'abord

([1]) *Physikalische Zeitschrift*, t. IV, n° 8, 15 janvier 1903, p. 235.

dans un sens puis dans l'autre. Les épreuves que je présente à l'Académie montrent un écart d'environ 1^{mm} entre les deux images.

Pour avoir le sens de la déviation, on peut établir d'abord dans l'électro-aimant un champ très faible qui provoque une impression dans laquelle les rayons α sont très peu déviés, et sont accompagnés d'un côté de la trace du spectre cathodique. Cette image peut être reçue sur une moitié de la plaque, l'autre moitié étant couverte par un écran métallique, puis on déplace l'écran de manière à protéger la partie qui vient d'être impressionnée et l'on établit un champ très fort, supérieur à 10000 unités C.G.S. Les rayons cathodiques déviés par le champ n'atteignent plus la plaque et l'impression obtenue se compose d'une bande qui s'écarte de la première trace des rayons α du côté opposé à celui où est l'image du premier spectre cathodique. L'existence de la déviation et le sens de cette déviation sont donc tout à fait conformes au résultat des expériences de M. Rutherford.

Si le champ est uniforme et si l'on connaît la distance a de la source à la fente, et la distance b de la fente à la plaque, la mesure de la déviation donne le rayon de courbure des trajectoires des rayons déviés.

J'ai obtenu également des résultats d'une très grande netteté en plaçant au-dessus de la fente une plaque photographique inclinée, normale au plan du faisceau non dévié et reposant sur l'écran métallique qui constitue la fente. Avec un angle d'inclinaison de 60° à 70°, de la plaque photographique sur l'écran horizontal, on obtient, en opérant avec le champ magnétique inversé, comme il a été dit plus haut, des traces qui peuvent être extrêmement fines et nettes et qui vont en divergeant depuis le point où la plaque est en contact avec la fente. Ces traces, qui dans un champ uniforme seraient des arcs d'ellipse d'un grand rayon, sont, pratiquement, presque droites dans le voisinage de la fente; si le champ n'est pas uniforme, ces lignes sont déformées.

Je présente à l'Académie plusieurs épreuves dans lesquelles ces lignes divergentes, qui ont quelques centièmes de millimètre de largeur, se prêtent très bien à des mesures assez précises [la figure 11 (*Pl. II*) est un agrandissement d'une de ces épreuves].

L'aspect de ces lignes ne semble pas montrer de dispersion sensible, ou du moins de dispersion qui soit de l'ordre de grandeur de la déviation, comme cela s'observe pour les rayons cathodiques.

Si l'on connaît assez exactement l'inclinaison de la plaque, on peut en déduire la hauteur b d'un point déterminé de la plaque au-

dessus de la fente, où l'on constate une déviation déterminée, et l'on peut calculer la valeur du rayon de courbure de la trajectoire correspondante, comme avec les épreuves parallèles à la fente. Cette manière d'opérer offre l'avantage de permettre de relever sur une même épreuve des déviations à diverses distances de la fente.... J'ai fait par ce procédé quelques mesures préliminaires avec un électro-aimant système Weiss.....

Il était très important de vérifier si les rayons du polonium se comportent comme les rayons α du radium.... M. et Mme Curie ont eu l'obligeance de me prêter, en vue de l'expérience actuelle, quelques grains d'une préparation de polonium métallique, qui, après avoir possédé une activité comparable à celle du radium, est aujourd'hui notablement affaiblie. Les expériences avec ce corps sont rendues très difficiles par la nécessité où l'on est, pour obtenir des épreuves d'une intensité suffisante, de prolonger la pose pendant une dizaine d'heures. L'électro-aimant ne pouvant supporter sans s'échauffer un courant de 8 ampères (comme dans les expériences avec le radium) pendant un temps aussi long, il a fallu réduire le courant à 5 ampères.....

Sur le rayonnement du polonium et du radium.

(T. CXXXVI, p. 431, 16 février 1903.)

.... Avec des précautions convenables, j'ai pu, avec un courant de 5 ampères, prolonger la pose efficace jusqu'à une durée de 20 heures réparties en quatre périodes pendant 4 jours consécutifs. Dans les intervalles on couvrait la matière active de façon à arrêter le rayonnement; on interrompait le courant et l'électro-aimant se refroidissait jusqu'au lendemain.....

En renversant le courant au milieu du temps de pose, on obtient deux traces divergentes très fines..... Immédiatement après avoir obtenu l'une des épreuves avec le polonium, on a fait une nouvelle épreuve avec le même dispositif dans des conditions identiques, en substituant au polonium un sel de radium recouvert d'une très mince feuille d'aluminium battu. La pose est alors beaucoup plus courte : on obtient de très bonnes épreuves en posant 40 à 50 minutes pour chaque sens de l'aimantation.

Les deux épreuves, l'une faible pour le polonium, l'autre intense avec le radium, paraissent superposables...., les très petites différences observées peuvent être attribuées à des erreurs de pointé pro-

voquées par des inégalités correspondant à une répartition irrégulière de la matière active dans la cuve linéaire qui la contient....; dans les régions où les pointés ont été les meilleurs, les valeurs numériques des deux déviations ont été les mêmes.

D'autres épreuves ont montré que le sens de la déviation était, comme pour les rayons α du radium, inverse du sens de la déviation des rayons cathodiques.....

Un résultat fondamental que j'ai signalé dans ma dernière Note et qui se trouve confirmé par les expériences présentes est que les traces des faisceaux déviés se présentent sous la forme de lignes très fines ne montrant pas de dispersion, même dans les champs magnétiques très intenses (20000 unités C.G.S.) dont il vient d'être question. Le rayonnement du polonium et les rayons α du radium se comportent comme constituant un faisceau d'une déviabilité unique, ou tout au moins comme ne présentant pas une dispersion de l'ordre de grandeur de la dispersion qu'on observe avec les rayons cathodiques.

En résumé, les rayons du polonium paraissent identiques aux rayons α du radium.....

Sur une propriété des rayons α du radium.

(T. CXXXVI, p. 1517, 22 juin 1903.)

.... (La première partie de la Note rappelle les dispositions expérimentales décrites ci-dessus, et la détermination du rayon de courbure des trajectoires).

.... Si l'on étudie, dans ces conditions, les rayons cathodiques β, on sait que, conformément aux conclusions de la théorie balistique, les trajectoires normales au champ magnétique sont, pour chaque rayon simple, des circonférences de cercle.

Il était naturel de penser qu'il en était de même pour les rayons α. Dans un champ magnétique d'intensité H, une masse réelle ou fictive m transportant un champ électrique e, devrait décrire une trajectoire circulaire de rayon R, avec une vitesse v, et la théorie indique entre ces trois quantités la relation

$$RH = \frac{m}{e} v.$$

La grandeur du produit RH caractérise une nature déterminée de

radiations, et l'on pouvait penser que ce produit avait une valeur unique pour les rayons α. L'expérience a montré qu'il n'en était pas ainsi.

M. Rutherford, dans sa première publication [1], avait donné une valeur du produit $RH = 3,9.10^5$, et en estimant la déviabilité dans un champ électrique, il avait évalué les grandeurs

$$v = 2,5.10^9 \qquad \text{et} \qquad \frac{e}{m} = 6.10^3.$$

Mes premières mesures avaient donné pour $RH \times 10^{-5}$ des valeurs variables entre 2,9 et 1,9. En présence de cette divergence qui devait être attribuée en partie au défaut d'homogénéité du champ magnétique très intense que j'employais, j'ai repris de nouvelles mesures dans des champs magnétiques dont l'uniformité fut contrôlée avec le plus grand soin, mais dont l'intensité ne pouvait alors atteindre celle de mes premières déterminations.

Les diverses mesures effectuées dans des champs uniformes ont fait voir que le produit RH était différent dans diverses séries également précises, et qu'il augmentait avec la distance de la plaque photographique à la source.

Voici les résultats de quelques mesures [l'indication (*p*) correspond au dispositif avec plaque photographique parallèle à la fente, et l'indication (*o*) au dispositif avec plaque photographique oblique] :

Désignation des plaques.	*a*.	*b*.	*a* — *b*.	H.	R.	RH.10^{-5}.
	cm	cm	cm		cm	
A- 5-5-03 (*o*)....	1,12	0,4662	1,586	11091	22,79	2,52
A- 4-6-03 (*p*)....	1,12	0,8550	1,955	11091	25,48	2,82
A- 9-6-03 (*o*)....	2,04	0,2949	2,335	11745	28,17	3,31
	2,04	0,3932	2,433	11745	28,09	3,30
A-16-6-03 (*p*)....	2,04	0,8200	2,860	8142	38,88	3,16
C-16-6-03 (*p*)....	2,04	0,8200	2,860	11736	27,82	3,26

Ces résultats mettent en évidence la variation du produit RH et l'accroissement de ce produit quand *a* augmente.

Afin d'éliminer l'influence de causes diverses pouvant intervenir d'une série à une autre, j'ai fait des mesures particulièrement soignées sur une épreuve obtenue dans un champ uniforme avec le dispositif

(1) *Physikalische Zeitschrift*, t. IV, p. 235, 15 janvier 1903.

oblique : Plaque A-18-6-03, H = 9955, $a = 2^{cm},04$, $b = d \times 0,983$ (un tour de vis du micromètre = $0^{mm},30988$) [la figure 11 (*Pl. II*) est un agrandissement de l'épreuve originale].

			Déviation 2δ				
			en tours de vis		en centimètres		
d.	*b*.	*a* + *b*.	observée.	d'après la courbe.	d'après la courbe.	R.	RH.10^{-5}.
mm	cm	cm			cm	cm	
1....	0,0983	2,1383	0,240	0,232	0,00719	29,25	2,91
2....	0,1966	2,2366	0,484	0,483	0,01489	29,55	2,94
3....	0,2949	2,2349	0,760	0,740	0,02293	30,05	2,99
4....	0,3932	2,4332	1,060	1,020	0,03160	30,29	3,01
5....	0,4915	2,5215	1,240	1,300	0,04028	30,77	3,06
6....	0,5898	2,6298	1,660	1,605	0,04973	31,21	3,11
7....	0,6881	2,7281	1,900	1,910	0,05928	31,69	3,15
9....	0,8847	2,9247	2,545	2,545	0,07886	32,84	3,27
11....	1,0813	3,1213	3,180	3,180	0,09854	34,29	3,41

Le nombre $3,9.10^5$ trouvé par M. Rutherford pour une longueur de trajectoire de $5^{cm},1$ et pour un champ de 8400 unités, concorde avec les déterminations précédentes.

Ainsi on peut conclure de ces expériences que, dans un champ magnétique uniforme, le rayon de courbure de la trajectoire des rayons α, déviés par le champ, va en augmentant avec la longueur de la trajectoire.

Il semble que l'on doive attribuer cette perturbation à la présence de l'air. Si l'air modifie les radiations qui le traversent, l'effet que nous venons de signaler ne doit pas s'observer dans le vide.

L'expérience est difficile à réaliser dans le vide avec un champ suffisamment intense; cependant, M. Th. Des Coudres (¹) est parvenu à mesurer dans le vide une déviation magnétique et une déviation électrostatique. Avec un champ magnétique de 2000 unités et pour une distance de 8^{cm}, qui ne saurait être parcourue dans l'air. la valeur de RH a été trouvée égale à $2,56.10^5$; ce nombre, relativement petit pour la distance de la source à l'écran, est égal à celui que l'on trouve dans l'air pour des longueurs de trajectoires six à huit fois moindres. D'après les expériences de M. Des Coudres, dans le vide, le rapport $\frac{e}{m}$ aurait la valeur $6,4.10^3$, voisine de celle qu'a donnée M. Rutherford, et la vitesse serait $1,65.10^9$.

(¹) *Physikalische Zeitschrift*, t. IV, p. 483, 1ᵉʳ juin 1903.

La comparaison de cette valeur du produit RH avec celles des Tableaux précédents fait ressortir l'influence de l'air sur la trajectoire des rayons α.

Pour établir la nature de cette influence, il serait nécessaire de mesurer la déviation dans un champ électrique, dans l'air, afin de pouvoir calculer les diverses valeurs de $\frac{m}{e}$ et de v le long de la trajectoire, et de voir comment varient ces facteurs.....

Les rayons cathodiques ne paraissent pas présenter cette propriété, du moins au même degré. Peut-être celle-ci est-elle corrélative de la vitesse moindre des rayons α et de la mobilité des ions négatifs plus grande que celle des ions positifs.

Cette propriété doit encore être rapprochée des autres particularités qui caractérisent les rayons α. On sait que M. et Mme Curie (1) ont observé que les radiations α du radium et du polonium sont absorbées par une épaisseur d'air de quelques centimètres, et qu'elles deviennent de moins en moins pénétrantes à mesure qu'elles traversent des épaisseurs croissantes d'aluminium ou d'air, loi d'absorption qui est contraire à celle que l'on observe pour les radiations non homogènes et qui peut être attribuée à une transformation progressive de la radiation.

On a pour les rayons α

$$\frac{dm}{m} - \frac{de}{e} + \frac{dv}{v} > 0.$$

Or v ne peut vraisemblablement pas augmenter; d'un autre côté la force vive ne peut que diminuer

$$\frac{dm}{m} + 2\frac{dv}{v} \leqq 0,$$

il résulte de ces inégalités

$$\frac{dm}{m} - 2\frac{de}{e} > 0,$$

m peut s'accroître en attirant les molécules neutres de l'air. Si l'ion + rencontre un ion —, l'ensemble devrait, d'après les idées admises sur l'égalité des charges, constituer un groupement de molécules neutres. Ainsi s'expliquerait la transformation du rayonnement, sa diffusion et son absorption rapide dans l'air.

Si l'on démontrait que e varie, il faudrait en conclure que les charges portées par les ions de différents signes peuvent ne pas être toutes égales.

(*Note de l'auteur.*)

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 76, 8 janvier 1900.

NOUVELLES PROPRIÉTÉS DES RAYONS X,

PAR L. BENOIST ET D. HURMUZESCU.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, séance du 3 février 1896.

En présence des diverses hypothèses par lesquelles on a essayé d'expliquer les récentes expériences sur les rayons X, nous nous sommes proposé d'étudier l'action de ces rayons, en dehors et assez loin du tube de Crookes qui les produit, sur des corps électrisés soustraits à la fois à toute action lumineuse et à toute action électrique extérieure.

Nous avons fait agir les rayons d'un tube de Crookes, qu'actionnait une assez forte bobine, sur les feuilles d'or d'un électroscope Hurmuzescu, éloignées d'environ 20^{cm} du tube, et successivement chargées d'électricité positive et négative.

Dans cet électroscope, le système conducteur isolé est à l'intérieur d'un cylindre de Faraday, formé par une cage métallique rectangulaire, qui est mise en communication avec le sol, et que ferment deux vitres mobiles dont on peut à volonté changer la nature. L'isolement obtenu par un disque de diélectrine que recouvre le tube de garde permet une conservation parfaite de la charge pendant plusieurs mois.

C'est en remplaçant successivement, par différentes plaques énumérées plus loin, la vitre en regard du tube de Crookes [1] que nous avons obtenu les résultats suivants :

Les rayons X déchargent immédiatement et complètement l'électroscope, plus rapidement si la charge est négative que si elle est positive. Cette action se produit au travers de plaques métalliques (aluminium) formant écran parfait, aussi bien au point de vue lumineux qu'au

(1) Celles qui étaient bonnes conductrices se trouvaient ainsi directement reliées au sol; les autres étaient doublées, du côté des feuilles d'or, par une plaque d'aluminium, de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur, dont nous avions préalablement établi le rôle.

point de vue électrique. Elle se produit avec des degrés très différents de rapidité selon la nature et l'épaisseur des corps interposés. Nous avons donc ainsi à notre disposition une méthode nouvelle d investigation applicable à l'étude de ces rayons et devant permettre d'obtenir sur leur véritable nature des indications importantes.

Cette méthode permet, en même temps, de réaliser sur ces rayons une expérience de cours, très simple et très démonstrative.

Voici le résumé de nos premières expériences :

La plaque à étudier étant mise en place, l'électroscope chargé à 40° de divergence environ, le tube de garde replacé, le tube de Crookes mis en activité, nous avons observé :

1° Papier noir (seize feuilles superposées), la chute des feuilles d'or est immédiate, et complète en quelques secondes ; elles ne se relèvent pas ;

2° Plaque de laiton de $\frac{2}{10}$ de millimètre d'épaisseur, aucun changement dans la divergence des feuilles d'or ;

3° Plaque d'aluminium de $\frac{1}{10}$ de millimètre, chute immédiate, complète en quelques secondes ; même résultat avec des plaques d'aluminium atteignant jusqu'à 1^{mm} d'épaisseur et même plus, et le tube de Crookes étant éloigné jusqu'à 30^{cm} ; la chute complète des feuilles d'or exige à peine quelques secondes de plus.

Nous avons soigneusement vérifié la valeur électrique de l'écran métallique formé par la cage et la plaque mises au sol.

Les corps qui se laissent traverser facilement sont ensuite l'argent en feuilles battues, des feuilles de papier imbibées de dissolutions métalliques, la fibre vulcanisée, la gélatine, le celluloïd, l'ébonite, l'étain, etc.

Ne se laissent pas traverser, au moins sous les épaisseurs employées : le laiton, le zinc, le verre, la porcelaine dégourdie (3^{mm}), etc.

Nous ne donnons encore aucun résultat quantitatif, nous proposant de développer l'emploi de notre méthode d'investigation à l'égard des rayons X (¹).

(¹) Ces recherches ont été effectuées au laboratoire de M. Lippmann, à la Sorbonne 1er février 1896.

RECHERCHES SUR LES IONS DE FAIBLE MOBILITÉ,

PAR EUGÈNE BLOCH.

L'ionisation par le phosphore. — Le point de départ de ces recherches [1] et leur objet principal ont été l'étude de l'*ionisation par le phosphore*. On sait depuis fort longtemps que l'air avoisinant un bâton de phosphore possède une conductibilité électrique exceptionnellement grande. Cette conductibilité est, du reste, liée à l'oxydation du phosphore et elle est toujours accompagnée de la production d'un nuage formé principalement d'oxydes et d'acides du phosphore, et mêlé d'ozone. Mais le phénomène se présente avec une complexité telle et des caractères si singuliers qu'il se distingue nettement des cas de conductibilité gazeuse ordinaires. Diverses questions se posent à ce sujet : quel est le mécanisme de la production de la conductibilité? Quelle est la nature de cette conductibilité? Les controverses sur ces questions ont été très vives, ainsi que l'on pourra s'en rendre compte par l'étude des travaux publiés à leur sujet [2].

En ce qui concerne le second point, la plupart des auteurs (Barus, Harms, etc.) ont toujours admis implicitement l'hypothèse d'une ionisation du gaz, c'est-à-dire la présence de charges électriques libres dans le gaz. Schmidt, au contraire, est nettement opposé à cette hypothèse. D'après lui, le nuage qui avoisine le phosphore jouerait le rôle essentiel dans la conductibilité; mais, loin de renfermer des charges libres, il serait formé de particules conductrices neutres (acides solides du phosphore ?) qui iraient décharger alternativement chaque électrode, comme dans l'expérience classique de la grêle électrique. Il ne s'agirait donc plus d'une ionisation, mais d'une véri-

---

(1) On en trouvera le détail dans les publications suivantes : *Comptes rendus*, déc. 1902, déc. 1903, juin 1904; *Thèse de Doctorat*, Paris, juin 1904; *Journal de Physique*, déc. 1904; *Annales de Chimie et de Physique*, janvier 1905.

(2) *Voir* la bibliographie complète et la critique de ces travaux dans ma *Thèse de Doctorat*, dont la plus grande partie a paru aux *Annales de Chimie et de Physique*. Cette bibliographie s'arrête à mai 1904. Quelques Mémoires ultérieurs seront cités par la suite.

table convection, et la conductibilité du gaz ne serait qu'apparente. Schmidt trouve, en particulier, une proportionnalité approchée entre le courant et la force électromotrice, conformément à la loi d'Ohm, et cela jusqu'à des voltages très élevés; il voit là une confirmation de l'hypothèse d'une convection. Une polémique animée s'est engagée sur ce sujet en Allemagne, et elle se poursuit encore. Nous verrons cependant que l'on peut arriver maintenant, grâce à de nouvelles expériences, à se faire sur ces points des idées nettes.

Quant au mécanisme de la production de la conductibilité, il est encore fort obscur et loin d'être élucidé à l'heure actuelle. Faut-il attribuer le phénomène à l'action directe de l'oxygène sur le phosphore? Faut-il, au contraire, avec Harms et Guggenheimer (¹), attribuer à l'ozone ou à la vapeur d'eau le rôle essentiel? Les expériences ne me paraissent encore ni assez variées, ni assez rigoureuses pour permettre de décider entre ces hypothèses et d'autres que je me dispense d'énoncer.

Dans les expériences que je vais relater, je n'ai pas abordé, en réalité, la question de l'origine de la conductibilité. Je me suis placé dans un cas où se produisait une conductibilité intense et me suis proposé d'élucider la nature de cette conductibilité; cette question paraissait déjà assez embrouillée pour mériter une étude spéciale. J'ai cherché aussi à rendre mes expériences aussi comparables que possible à celles des autres physiciens qui se sont occupés de la question, afin de pouvoir faire définitivement un choix parmi les faits et les opinions contradictoires émises sur ce sujet.

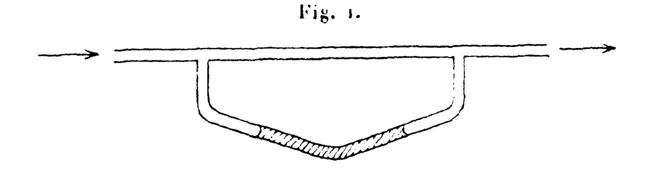
Méthode employée. Mesure de la vitesse d'un courant gazeux. — J'ai employé constamment une méthode de courant gazeux. Le phosphore est placé dans un tube de verre à température à peu près constante, et l'on envoie dans ce tube un courant d'air très régulier et très sec, qui est ainsi rendu conducteur. La régularité est obtenue en faisant écouler l'eau d'un vase de Mariotte dans un récipient d'où l'air est chassé progressivement à un taux constant. La dessiccation est réalisée très rigoureusement à l'aide d'un long sécheur chimique renfermant les substances habituelles (en dernier lieu une colonne d'anhydride phosphorique de 1^m de longueur). On ne peut prétendre par ce moyen obtenir sûrement les mêmes résultats que si le phosphore, lui aussi, avait été purifié et desséché, et l'intervention d'une

(¹) *Physikalische Zeitschrift*, 14 juillet 1904.

trace de vapeur d'eau dans le phénomène reste possible. Mais la dessiccation rigoureuse de l'air avait surtout un avantage principal, révélé par l'expérience : les phénomènes électriques qui, avec de l'air humide, sont très intenses, mais très capricieux, deviennent, avec de l'air sec, moins intenses, mais remarquablement réguliers, surtout au bout de quelques jours. Une étude quantitative sérieuse des phénomènes devenait dès lors possible.

L'air sec qui a passé sur le phosphore et acquis des propriétés électriques régulières passe ensuite dans l'appareil (variable) où l'on étudie ces propriétés, et enfin dans un appareil où l'on mesure sa vitesse : la connaissance de cette vitesse est, en effet, indispensable dans tout ce qui va suivre. Le procédé qui m'a servi à vérifier la régularité et à mesurer la vitesse du courant d'air est fondé sur la viscosité de ce gaz. On le fait passer à travers un tube de verre (20^{cm} de long, 3^{mm} de large) entre les extrémités duquel on a établi une dérivation de même diamètre disposée comme l'indique la figure 1, et contenant

Fig. 1.



une bulle de xylène. L'écoulement même du gaz produit entre les extrémités du tube une différence de pression p qui, d'après les lois de la viscosité des fluides, est reliée au débit U par la formule de proportionnalité

$$p = \frac{8\mu l}{\pi a^4} U,$$

et peut, par suite, permettre de le mesurer; dans la formule a et l désignent le rayon et la longueur du tube, μ le coefficient de viscosité de l'air (0,002 environ). Avec les données numériques précédentes, on trouve, pour un débit de 10^{cm^3}, une différence de pression de 190 baryes. Or la dérivation à bulle de xylène fonctionne comme un manomètre sensible du type Töpler; les déplacements de la bulle peuvent être exactement appréciés en pointant une de ses extrémités avec un viseur porté par le chariot d'une machine à diviser; ils sont proportionnels à la différence de pression et, par suite, au débit qu'il s'agit de mesurer. A la différence de pression de 190 baryes calculée ci-dessus, il est facile de faire correspondre un déplacement de

4^{cm} pour la bulle de xylène, et de la mesurer, par conséquent, à $\frac{1}{1000}$ près au moins. On peut ainsi, par un moyen à la fois précis et sensible, non seulement suivre à l'œil les moindres variations du débit, mais encore mesurer celui-ci en valeur absolue à la suite d'un étalonnage convenable. La méthode a de plus l'avantage de n'altérer en rien le courant gazeux.

Existence d'un courant de saturation. La conductibilité est due à des ions. — On peut d'abord constater la conductibilité du gaz en l'envoyant à travers un condensateur cylindrique dont l'armature extérieure est chargée et dont l'armature intérieure est reliée à un électromètre. L'électromètre est du type Curie et de sensibilité moyenne (400 divisions pour 1 volt à 2^{m}). L'aiguille est chargée à un potentiel fixe, une des paires de quadrants est reliée à la cage et l'autre à l'appareil dont on étudie les variations de potentiel.

Aussitôt que l'on a isolé, par un interrupteur actionné à distance, cette paire de quadrants qui était, elle aussi, reliée primitivement à la cage, si le gaz qui circule dans le condensateur est conducteur, le champ qui y règne amène les charges d'un certain signe sur l'électrode centrale, et l'électromètre dévie avec une vitesse qui donne une mesure de la conductibilité.

On trouve ainsi en premier lieu que les charges des deux signes se comportent exactement de même et peuvent être extraites du gaz en quantités égales dans des temps égaux. Le gaz ne transporte au total aucune charge. En second lieu, si la vitesse du courant gazeux reste constante et si l'on fait croître le potentiel de l'armature externe du condensateur, le courant mesuré par la vitesse de déviation de l'électromètre croît et tend vers un *maximum* (courant de saturation), à condition que le condensateur soit assez long et que la vitesse du gaz ne soit pas trop grande. Ce fait ayant été contesté ([1]), il ne sera peut-être pas inutile de citer les quelques exemples suivants, pris entre beaucoup d'autres, et de donner les courbes représentatives (les temps étaient mesurés avec un chronomètre donnant le cinquième de seconde) :

([1]) Schmidt, *Phys. Zeitschr.*, 1er août 1904.

	Nombre d'accumulateurs.	Temps nécessaires pour parcourir 100 divisions (en secondes).	Courants en unités arbitraires (inverses des temps précédents).
I.	5	50,2	2,0
	10	15,9	6.3
	15	11,7	8,5
	25	9,5	10,5
	50	7,7	13
	106	7,2	13,9
	162	7,1	14,1
II.	5	20,1	5,0
	10	12,9	7,8
	15	10,6	9,4
	25	8,8	11,4
	35	8,5	11,8
	50	8,0	12,5
	78	7,6	13,2
	116	7,6	13,2
	162	7,5	13,3
III.	28	18,5	5,4
	56	9,8	10,2
	112	6,8	14,7
	168	6,5	15,4
	224	6,4	15,6
	274	6,4	15,6

On voit qu'à l'ordre de précision des expériences la saturation est rigoureuse et ainsi se trouve nettement établie l'existence de l'io-

Fig. 2.

nisation du gaz. Il y a cependant une importante différence entre le cas actuel et celui des rayons de Röntgen, par exemple : le courant de saturation n'est atteint en général que pour un voltage relativement élevé. Tout se passe comme si les ions actuels se déplaçaient dans le

gaz beaucoup plus difficilement que les ions ordinaires. On pourrait attribuer cette différence à ce que l'oxydation de la vapeur de phosphore entraînée continue à l'intérieur du condensateur cylindrique et à ce que, par suite, de nouveaux ions s'y produisent à mesure que les anciens sont arrêtés par le champ. Il est évident, en effet, que dans ces conditions la saturation serait beaucoup plus difficile; et c'est une hypothèse de ce genre que fait J.-J. Thomson pour expliquer certaines expériences de Barus.

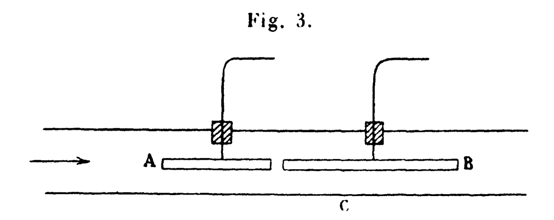
L'expérience m'a montré qu'il fallait y renoncer. Si, en effet, on place à la suite l'un de l'autre deux condensateurs cylindriques analogues au précédent, et si la conductibilité du gaz est tout entière produite *avant* l'entrée du gaz dans le premier condensateur, un champ suffisant créé dans ce condensateur arrêtera tous les ions et supprimera entièrement la conductibilité du gaz. L'électromètre relié, comme tout à l'heure, à l'électrode centrale du second condensateur chargé, ne devra pas dévier. Dans le cas contraire, il devra évidemment subsister une conductibilité appréciable au second condensateur, qui pourra même croître si l'on éloigne les deux condensateurs l'un de l'autre. L'expérience, répétée avec les courants gazeux et les dispositions d'appareils les plus variées, a toujours donné le même résultat : *la conductibilité du gaz peut toujours être supprimée par un champ suffisamment intense et ne reparaît pas ensuite progressivement dans le gaz*. On est donc conduit à attribuer la difficulté de la saturation à la faible mobilité des ions.

Mesure des mobilités. — La seule manière d'acquérir à cet égard une certitude était de mesurer la mobilité des ions. J'y suis parvenu en modifiant convenablement la méthode, dite des courants gazeux, imaginée par Mac Clelland pour l'étude des gaz de la flamme et perfectionnée par Zeleny (¹) qui l'a appliquée au cas des rayons de Röntgen. Je ne détaillerai pas ici les différentes formes que je lui ai données de mon côté, me bornant à exposer la dernière et aussi la plus exacte, qui emploie l'électromètre comme appareil de zéro. Dans l'axe d'un tube métallique C traversé par le gaz uniformément ionisé, on a placé deux électrodes isolées A et B de même diamètre, mais dont la seconde est plus longue que la première. Le courant gazeux va de A en B et les deux électrodes sont respectivement reliées aux

(¹) *Voir* la traduction du Mémoire de Zeleny dans ce Volume.

deux paires de quadrants d'un électromètre dont l'aiguille est chargée. Elles sont primitivement au potentiel zéro et peuvent être isolées simultanément au moyen d'un interrupteur double actionné par un électro-aimant. Le tube C, lui, peut être chargé à des potentiels

Fig. 3.



variables. Le calcul montre aisément que, pour une vitesse donnée du courant gazeux, si l'on isole brusquement les deux systèmes A et B, l'électromètre déviera dans un sens ou dans l'autre suivant que le potentiel du tube C sera supérieur ou inférieur à une certaine valeur critique V. On peut s'arranger de manière que les capacités des deux systèmes isolés reliés aux deux paires de quadrants soient sensiblement égales. Dans ces conditions, si l'on a réussi à réaliser l'équilibre à l'électromètre, la mobilité se calculera par la formule

$$k = \frac{U}{4\pi l V} L \frac{b}{a},$$

dans laquelle U représente le débit total de gaz (mesuré au manomètre Töpler), a, b, l, les rayons de l'électrode centrale et du tube C et la longueur de l'électrode A.

Une discussion approfondie montre d'ailleurs que la méthode s'applique plus exactement aux ions de faible mobilité qu'à ceux dont la mobilité est forte; elle a de plus l'avantage très précieux de réaliser la mesure par une seule expérience, par la simple constatation d'un équilibre.

Elle m'a conduit au résultat général suivant : la mobilité des ions positifs et négatifs produits par le phosphore est pratiquement la même; elle varie un peu suivant les conditions de l'expérience et l'état du phosphore. Elle reste comprise entre $\frac{1}{300}$ de millimètre et $\frac{1}{30}$ de millimètre, et elle est le plus souvent voisine de $\frac{1}{100}$ de millimètre. *Elle est donc au moins mille fois plus faible en moyenne que la mobilité des ions des rayons de Röntgen.*

Ce résultat explique et précise ce qui a été dit plus haut à propos des courbes de saturation. Il explique aussi la plupart des anomalies

observées par Barus, Schmidt, etc. Il montre enfin que les ions produits par le phosphore appartiennent à une catégorie distincte de celle des ions ordinaires, dont la mobilité est de l'ordre de 1^{cm} par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre.

Mesure du coefficient de recombinaison et du rapport ε. — Ce résultat est confirmé par la mesure du coefficient de recombinaison des ions. Ce coefficient a été mesuré par la méthode de courant gazeux que Townsend ([1]) avait appliquée aux ions des rayons de Röntgen : la méthode a simplement été adaptée au cas actuel et rendue électrostatiquement rigoureuse par une disposition particulière des appareils. Les nombres trouvés oscillent entre 1 et 5, alors que dans l'air ordinaire, dénué de poussières, et ionisé par les rayons de Röntgen, Townsend avait trouvé 3400. Ici encore le coefficient est d'une petitesse anormale et en accord avec la petitesse des mobilités ([2]).

J'ai aussi transformé en une méthode de courant gazeux la méthode indiquée par Langevin ([3]) pour la mesure du rapport ε (rapport du coefficient de recombinaison α au produit par 4π de la somme des mobilités des ions des deux signes). J'ai été conduit ainsi à des nombres, du reste provisoires, dont l'interprétation est rendue assez délicate par la présence dans le gaz de nombreuses poussières, mais qui sont, en gros, d'accord avec les résultats précédents ([4]).

Les phénomènes de condensation. — Barus avait découvert que l'air qui avoisine un bâton de phosphore active la condensation d'un jet de vapeur d'eau, de la même manière qu'une aigrette ou que le radium. Mais ses expériences tendraient à faire penser que cette condensation est en quelque sorte indépendante de la conductibilité du gaz.

Ayant trouvé pour les ions du phosphore une mobilité exception-

---

([1]) *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899, traduit dans ce volume.

([2]) Harms, dans un travail récent (*Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, t. I, 1904, p. 291), arrive à un résultat notablement supérieur au précédent pour le coefficient de recombinaison qu'il trouve égal à 1400, alors que les nombres qu'il donne pour les mobilités sont tout à fait d'accord avec les miens. Cette valeur de α, obtenue par extrapolation au moyen de la loi de variation de α avec la pression donnée par Langevin, paraît des plus douteuses et est, du reste, en désaccord avec l'ordre de grandeur des mobilités.

([3]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXVII, 1903. *Voir* les extraits dans ce volume.

([4]) Cette méthode a été perfectionnée et appliquée par M. Langevin et moi aux gaz de la flamme (*Comptes rendus*, 14 novembre 1904).

nelle, il y avait lieu de chercher si les phénomènes de condensation ne présentaient pas, eux aussi, une différence avec les phénomènes offets par les ions ordinaires. J'ai constaté de suite le fait suivant : l'air très sec qui a passé sur le phosphore renferme toujours des poussières trés ténues, visibles dans la lumière d'un arc suffisamment intense, mais invisibles à la lumière diffuse. Si on le fait passer dans une atmosphère de vapeur d'eau *simplement saturante,* il se produit dans le gaz une condensation abondante et très visible à la lumière diffuse, alors que les gaz ionisés ordinaires exigent une forte sursaturation de la vapeur pour provoquer la condensation (sursaturation égale au moins à 4. *Cf.* les travaux de C.-T.-R. Wilson).

J'ai du reste pu démontrer directement et rigoureusement :

1° Que les centres chargés ou ions présents dans le gaz étaient pour une grande partie au moins confondus avec les poussières ténues visibles dans le gaz; 2° que la condensation se produit surtout sur les ions fonctionnant comme centres de condensation. L'appareil qui m'a servi se compose d'une cuve en verre renfermant trois plateaux métalliques parallèles et identiques A, B, C, séparés par des intervalles de 6^{mm}. On peut introduire dans cette cuve le gaz qui a passé sur le phosphore et observer le nuage qu'il contient en éclairant vivement le gaz par la lumière d'un arc électrique et observant sur fond noir. On constate ainsi que, quand les trois plateaux A, B, C sont au même potentiel, des traînées blanchâtres apparaissent entre eux, manifestant la présence de poussières dans le gaz. Si, A et B restant au même potentiel, on établit entre B et C un champ électrique intense et *uniforme* avec une batterie de 300 accumulateurs, la traînée disparaît du côté où existe le champ, et de celui-là seulement. L'expérience réussit aussi bien, que le gaz soit bien sec ou ait barboté dans l'eau. Seulement, dans le second cas, le phénomène est plus facile à observer par suite de l'abondante condensation produite dans le gaz. Cette double expérience établit nettement les deux points énoncés plus haut, et elle est à rapprocher d'une expérience différentielle analogue par laquelle C.-T.-R. Wilson a montré la dissymétrie qui existe entre les ions ordinaires positifs et négatifs au point de vue de la condensation.

La conception à laquelle on est conduit est dès lors la suivante : les ions, formés au moment de l'oxydation du phosphore par un mécanisme inconnu, s'accolent à une masse matérielle relativement considérable (bien plus forte que dans les cas d'ionisation ordinaires) qui les alourdit, leur donne une très faible mobilité et un très petit coef-

ficient de recombinaison. De plus elle les rend visibles dans la lumière d'un arc. En présence de vapeur d'eau simplement saturante, probablement par suite d'un phénomène chimique ([1]), le centre chargé s'entoure d'une goutte d'eau, provoquant ainsi une condensation intense dans le gaz. Les deux phénomènes de faible mobilité et de facile condensation se trouvent ainsi réunis sur le même centre, quoiqu'ils paraissent dus à des phénomènes en quelque sorte indépendants.

Les ions de faible mobilité et les gaz récemment préparés. — Ayant établi que les ions du phosphore étaient exceptionnels au double point de vue de la mobilité et de la condensation, on pouvait se demander si ce cas d'ionisation était absolument isolé, ou s'il existait des exemples analogues.

Or Townsend ([2]), qui, en 1898, a étudié les gaz préparés par voie électrolytique (H, O et Cl) a montré qu'ils étaient toujours chargés et que leur conductibilité, fort appréciable, était due à des ions très analogues aux précédents : ils ont une très faible mobilité, du même ordre que celle des ions du phosphore, et possèdent également la propriété de condenser la vapeur d'eau simplement saturante. Il n'y a aucun doute sur ces résultats, quoique l'élégante méthode par laquelle Townsend a réussi à mesurer les mobilités suppose essentiellement que le gaz ne renferme que des charges d'un seul signe, et ne donne par suite que des ordres de grandeur. Les ions contenus dans ces gaz paraissent donc se comporter en tout comme ceux du phosphore.

Lenard, dans l'étude de l'ionisation de l'air par l'ultra-violet extrême, Kœhler, dans l'étude de l'ionisation de l'air par une chute d'eau salée, ont signalé aussi des ions positifs très peu mobiles, leur mobilité étant encore du même ordre de grandeur que les précédentes : dans le premier cas, la vapeur d'eau saturante produit également une condensation. Enfin, Mac Clelland, qui a mesuré les mobilités des ions dans les gaz issus d'une flamme, a trouvé que la mobilité diminuait jusqu'à $0^{mm},4$ quand la température était ramenée à 105°; il n'a pas pu malheureusement descendre jusqu'à la température ordinaire. Pour les gaz avoisinant un arc électrique ou un fil de platine incandescent, les résultats sont analogues.

---

(1) Il est naturel pour le moment d'admettre que la matière en question est constituée par des oxydes du phosphore, qui, avec l'humidité, donnent des acides solubles dans l'eau et abaissent sa tension de vapeur.

(2) *Phil. Mag.*, t. XLX, 1898, p. 125. Traduit dans ce Volume.

Tout récemment, M. Langevin (¹) a signalé un nouveau cas de ce genre, au cours d'une étude sur la conductibilité propre de l'air atmosphérique. Celui-ci renferme une proportion considérable de *gros ions*, c'est-à-dire d'ions dont la mobilité ($\frac{1}{300}$ de millimètre) est très voisine de celle que j'ai trouvée pour les ions du phosphore.

Tous ces faits montrent que le cas du phosphore n'est pas isolé.

J'ai réussi à augmenter encore notablement le nombre de ces cas singuliers, en étudiant les gaz récemment préparés par voie chimique. Ces gaz sont, en général, conducteurs de l'électricité, et renferment le plus souvent un grand excès d'ions d'un certain signe; c'est ce qu'avaient déjà montré Enright (²) et Townsend (³). Malgré l'irrégularité considérable des phénomènes, on peut arriver cependant à se faire une idée de la mobilité des ions dans ces gaz en se servant de la méthode de zéro indiquée ci-dessus et qui s'adapte tout spécialement à ces cas. On charge le tube C de la figure 3 à un potentiel fixe, on envoie dans le tube le gaz ionisé qui sort de l'appareil où on le prépare, et l'on suit simultanément la marche de l'électromètre et du manomètre où l'on mesure la vitesse du gaz. On arrive ainsi aisément à connaître la vitesse du gaz au moment précis où l'équilibre électrométrique est atteint par suite du ralentissement progressif et spontané du courant gazeux. La mobilité se calcule dès lors par la formule déjà indiquée. L'hydrogène, l'oxygène et l'acide carbonique préparés par divers moyens ont été ainsi étudiés et m'ont conduit au résultat suivant : Les mobilités des ions qu'ils renferment sont encore du même ordre de grandeur que celles des ions du phosphore.

Les phénomènes de condensation sont aussi les mêmes : la condensation de la vapeur d'eau se produit quand celle-ci est simplement saturante, et l'on peut démontrer, avec le même appareil que pour le phosphore, que les ions sont ici encore des espèces de poussières chargées, relativement très lourdes, sur lesquelles la vapeur vient se condenser probablement par suite d'un phénomène chimique. On s'explique ainsi, en particulier, l'apparition de nuages épais dans les flacons laveurs où l'on fait barboter en Chimie certains gaz que l'on vient de préparer.

La cause de la conductibilité est encore plus obscure pour les gaz récemment préparés que pour le phosphore. On sait, en effet, que

(¹) Séances de la Société française de Physique, décembre 1904.

(²) *Phil. Mag.*, t. XXIX, 1890, p. 56.

(³) *Proceed. of Cambridge*, Vol. IX, p. 5.

les gaz qui ont barboté sous forme de bulles très fines à travers un liquide sont assez fortement ionisés. Et l'on peut se demander, tout au moins dans le cas où le gaz est préparé au sein d'un milieu liquide, si c'est le barbotage qui joue le rôle essentiel ou bien si c'est l'action chimique. Les expériences faites dans cette voie n'ont pas encore donné de résultats certains. On peut signaler aussi que dans plusieurs cas la charge du gaz produite au sein d'un liquide change de grandeur avec le temps et peut même changer de sens. Il y a là tout un ensemble de phénomènes compliqués qui restent à débrouiller et, sur ce point, je n'ai fait qu'indiquer les résultats fondamentaux.

Conclusions. — Bien que cette étude soit encore sommaire, et que beaucoup de difficultés accessoires qui se présentent inévitablement dans des phénomènes aussi complexes, n'aient pas encore été éclaircies, il y a lieu, à ce qu'il semble, d'admettre l'existence d'une classe nouvelle de gaz ionisés, dont feraient partie l'air ionisé par le phosphore et les gaz récemment préparés par voie chimique. Elle se caractérise par une propriété remarquable : c'est la très faible mobilité des ions. De plus, les ions condensent généralement la vapeur d'eau simplement saturante. Cette classe semble actuellement nettement séparée de la classe des ions ordinaires. On n'a pas jusqu'ici trouvé d'intermédiaires permettant de passer de l'une à l'autre d'une manière à peu près continue. Certaines raisons théoriques, qu'il serait trop long d'exposer ici, permettent même de croire que cette séparation en deux classes, est fondée sur des causes profondes, et qu'il n'y a pas lieu d'espérer trouver dans l'avenir la transition qui manque dans le présent.

MESURE DE LA VITESSE DES PARTICULES ÉLECTRISÉES
DANS LA DÉCHARGE PAR LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE,

PAR H. BUISSON.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXVII, 1898, p. 224.

Lorsqu'un condensateur plan, chargé, est en équilibre, le champ électrique à l'intérieur des armatures est uniforme et le potentiel varie linéairement de l'une à l'autre. Cette distribution change dès que l'état d'équilibre cesse sous l'influence de la lumière ultra-violette qui produit la décharge du condensateur.

En effet, il y a alors de l'électricité libre dans l'air, la densité électrique n'est plus nulle, et ΔV non plus. Cette quantité se réduit dans le cas actuel à $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$, et la courbe qui représente le potentiel en fonction de la distance à l'une des armatures n'est plus une droite.

Le phénomène de décharge est très simple. Il n'y a que de l'électricité négative qui se transporte d'une armature à l'autre, ayant été libérée à la face négative. Aucune déperdition ne se produit à la lame positive; et, à l'inverse du mode d'action des rayons de Röntgen, l'air ne prend aucune part active à la décharge. Je l'ai constaté en faisant passer un faisceau de lumière ultra-violette entre les armatures d'un condensateur, sans les toucher : on n'observe rigoureusement aucune décharge. Il y a donc un flux unique d'électricité négative qui se meut avec une certaine vitesse, en sens inverse du sens du champ.

L'expérience montre en effet que partout, entre les lames, le potentiel diminue lors de l'éclairement. La ligne représentant ses nouvelles valeurs a une courbure de signe constant en tous ses points. De plus cette ligne est sensiblement parabolique.

On peut en calculer la densité électrique par la relation

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi\rho.$$

L'intensité i du courant produit par la décharge, la densité ρ, la section s du flux et la vitesse v des particules électrisées sont liées par la relation

$$i = v\rho s,$$

qui donne la valeur de la vitesse.

Le dispositif expérimental est le suivant :

Un condensateur plan est formé de deux lames parallèles verticales. L'une d'elles présente une ouverture recouverte d'une fine toile métallique, à travers laquelle on éclaire l'autre lame, chargée négativement par une batterie d'accumulateurs. La source lumineuse est l'arc électrique dont un charbon contient un fil d'aluminium.

Le potentiel en un point du champ se mesure au moyen d'un appareil à écoulement de mercure. Un jet fin vertical se résout en gouttes et donne le potentiel du point où les gouttes se séparent.

Le jet de mercure étant parallèle aux surfaces de niveau ne cause qu'une faible perturbation dans la distribution du champ. En faisant la mesure du potentiel sans éclairer, puis en éclairant, on a par différence la diminution due à la présence de l'électricité libre.

Il n'est d'ailleurs pas nécessaire, dans ce cas, de relever avec beaucoup d'exactitude la position du jet. De plus, la forme parabolique de la courbe étant admise, il suffira de faire une seule mesure, au milieu de l'intervalle des lames, pour déterminer complètement cette courbe.

En effet, le potentiel V, en un point situé à une distance x de la lame négative, est donné par la formule

$$V = V_1 x + 2\pi\rho x (d - x),$$

obtenue en intégrant la relation $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi\rho$, V_1 étant la variation par unité de longueur due au champ inaltéré, et d la distance des lames. La mesure différentielle donne immédiatement la quantité

$$2\pi\rho x (d - x)$$

et, comme le produit $x(d - x)$ varie peu aux environs de son maximum, pour $x = \frac{d}{2}$, on voit que la mesure de x n'a pas besoin d'être très précise.

L'intensité du courant se mesure à l'aide d'un électromètre et d'une grande capacité connue reliée à l'une des armatures et donnant ainsi le débit pendant un temps déterminé.

J'ai constaté que la vitesse est indépendante de l'intensité de la

lumière employée. En première approximation elle semble être proportionnelle au champ.

C'est ainsi que j'ai trouvé des vitesses variant de 25^{cm} par seconde, dans un champ de 10 volts par centimètre, à 135^{cm} dans un champ de 60 volts.

La méthode que j'indique a l'avantage, sur celles qui composent la vitesse à mesurer avec la vitesse d'un courant d'air, de ne rien supposer sur le mode d'entraînement des charges par l'air.

M. Righi a trouvé, par une de ces méthodes d'insufflation, des vitesses beaucoup plus grandes ; mais il se servait de champs considérables, fournis par une machine électrostatique. En supposant la loi de proportionnalité exacte et étendue jusqu'à ces limites, on peut calculer l'ordre de grandeur du potentiel qu'il employait, d'après les dimensions de ses condensateurs. On trouve ainsi des potentiels de l'ordre de 30 000 volts, ce qui n'a rien d'inadmissible.

Note de l'auteur. — Les mobilités mesurées sont un peu supérieures à celles qui ont été obtenues depuis par d'autres méthodes.

Au moment où ces expériences ont été faites, la notion de mobilité, de proportionnalité de la vitesse au champ n'était pas précisée. Le calcul a été conduit de manière à obtenir une vitesse moyenne, ce qui est admissible, le champ étant très peu déformé. On pourrait faire un calcul plus correct, les résultats en seraient très peu changés. D'ailleurs les expériences avaient surtout pour but de montrer que la méthode était facilement applicable.

SUR LA VITESSE ET LA MASSE DES IONS

DANS LE VENT ÉLECTRIQUE PRODUIT DANS L'AIR,

PAR A.-P. CHATTOCK.

Traduit de l'anglais par Édouard SALLES.

Philosophical Magazine, t. XLVIII, 1899, p. 401.

On admet généralement, comme théorie de la décharge dans un gaz non conducteur d'une pointe à un plan métallique poli, que le champ intense existant à la pointe dissocie le gaz en ions + et — et qu'un courant d'un seul sens d'ions de même signe que la pointe en résulte, allant de cette dernière vers le plan.

Rutherford (*Phil. Mag.*, novembre 1897) a mesuré la vitesse des ions dissociés dans les gaz par les rayons de Röntgen et de l'uranium, et a trouvé dans le cas de l'air que la somme des vitesses + et — dans un champ de 1 volt par centimètre est de $3^{cm},2$ par seconde. Zeleny (*Phil. Mag.*, juillet 1898) a montré depuis que le rapport de la vitesse des ions négatifs à celle des ions positifs dans le même champ est de 1,25 pour l'air.

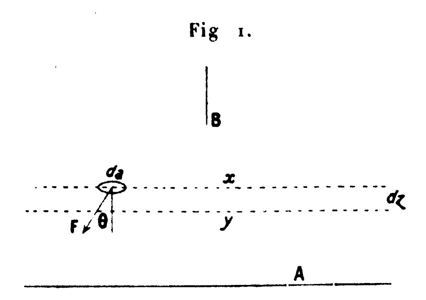
Un des objets de ce Mémoire, est de montrer que les ions dissociés à l'extrémité d'une pointe aiguë dans l'air, sont probablement identiques à ceux étudiés par Rutherford et Zeleny.

Théorie de la méthode.

Soient b (*fig.* 1) une pointe métallique aiguë électrisée positivement placée dans un gaz non conducteur vis-à-vis et à une distance z d'un plan métallique indéfini relié au sol, x et y deux plans indéfinis parallèles à A et distants l'un de l'autre de dz; da est un élément de surface pris sur x, la flèche F représente le champ en da, θ étant l'angle entre F et la normale à x. ρ est la densité en volume des ions + dans l'élément $da\,dz$, C le courant total se dirigeant de A

vers B; dC le courant à travers da, tous deux mesurés en unités électrostatiques; V la vitesse des ions dans un champ d'une unité électrostatique, relativement à A.

Fig 1.



Si nous supposons que le mouvement des ions subit une résistance visqueuse de la part du gaz et que leurs vitesses sont très grandes comparées au mouvement du gaz

$$dC = \rho V F \cos\theta \, da, \tag{1}$$

le passage des ions à travers le gaz est accompagné par une force exercée sur ce dernier, qui, si les ions se déplacent avec une vitesse uniforme, est égale au produit de leurs charges par l'intensité du champ : ainsi, si d^2p est la composante de la force sur l'élément de volume $da\,dz$ pris normalement à A,

$$d^2p = \rho F \cos\theta \, da \, dz. \tag{2}$$

On tire de (1) et (2)

$$V = dC \frac{dz}{d^2p}. \tag{3}$$

Puisque V et dz sont constants pour les plans x et y, il s'ensuit que $\frac{dC}{d^2p}$ est constant et que nous pouvons par suite remplacer ce rapport par $\frac{dC}{dp}$, où dp est l'entraînement total du gaz entre x et y normalement à A. Alors, puisque C est le même pour tous les plans entre A et B, $\frac{dz}{dp}$ est constant et peut être remplacé par $\frac{z}{p}$, où p est la force totale sur le gaz entre A et B due aux actions électriques seules. L'équation (3) devient alors

$$V = \frac{Cz}{p}. \tag{4}$$

p exerce une pression sur A et, si cette pression est due à p seul, p peut être déterminé par elle.

Ceci toutefois n'est pas nécessairement le cas; si les ions possèdent une inertie appréciable au moment de leur arrêt, ils communiqueront une augmentation de pression π au gaz et, par son intermédiaire, à A. Par suite, si P représente la force totale sur A due au courant, la relation (4) devient

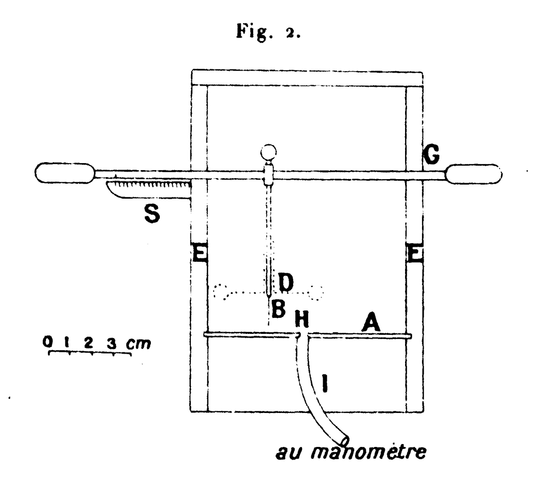
$$V = \frac{Cz}{P - \pi}.$$

Dans le cas d'une pointe aiguë et d'un gaz à la pression atmosphérique, les ions donnent au voisinage immédiat de la pointe la plus grande partie de leur quantité de mouvement; une courbe obtenue avec z et P comme coordonnées serait alors une ligne droite coupant en π l'axe des pressions.

Expériences au moyen de la méthode « du trou dans la plaque ».

La démonstration précédente est le résultat d'un essai entrepris pour interpréter une série d'expériences, remontant au commencement de l'année dernière, sur la distribution de la pression sur une plaque métallique frappée par le vent électrique. La méthode expérimentale est la suivante : une boîte d'ébonite E (*fig.* 2) est munie d'un

Fig. 2.



double fond A formé par une plaque de laiton percée d'un petit trou ($0^{mm},9$ de diamètre). H communiquait par un tube T avec un manomètre fait d'un tube en U contenant de l'eau : ce manomètre était

suffisamment sensible pour indiquer une pression de 0,2 dyne par centimètre carré. Une fine pointe de platine B (de $0^{mm},055$ de diamètre et dont l'extrémité avait été arrondie au chalumeau), située au-dessus de A, était portée par la glissière G et ajustée de façon que, entraînée par G horizontalement, elle passât exactement au-dessus du trou percé dans A. Il était ainsi possible, au moyen de la graduation S, de mesurer la pression en A, quand la décharge passait pour diverses distances du trou au pied de la perpendiculaire abaissée de B sur A.

Le courant C reçu par A était aussi mesuré en reliant A au sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre, avec des précautions spéciales afin d'empêcher qu'il ne passe dans cet appareil d'autre électricité que celle communiquée à A par B à travers le gaz; B était disposé de façon à glisser verticalement, de sorte que la distance z de la pointe à A puisse varier de 0^{cm} à 2^{cm}; il était possible de déplacer le long du support de B le disque métallique D, dont le bord était entouré d'une feuille de caoutchouc pour empêcher la production d'une décharge parasite.

Autour du trou H la plaque était divisée en une série de trois anneaux métalliques concentriques (non représentés dans la figure) isolés l'un de l'autre à l'ébonite; le diamètre moyen de l'isolement extrême était d'environ $3^{mm},3$. Ces anneaux pouvaient être reliés au galvanomètre séparément ou avec le reste de A, et servaient à déterminer la distribution du courant sur A. Comme la largeur de l'isolement séparant les anneaux était moindre que $0^{mm},2$, leur présence altérait à peine la continuité de A.

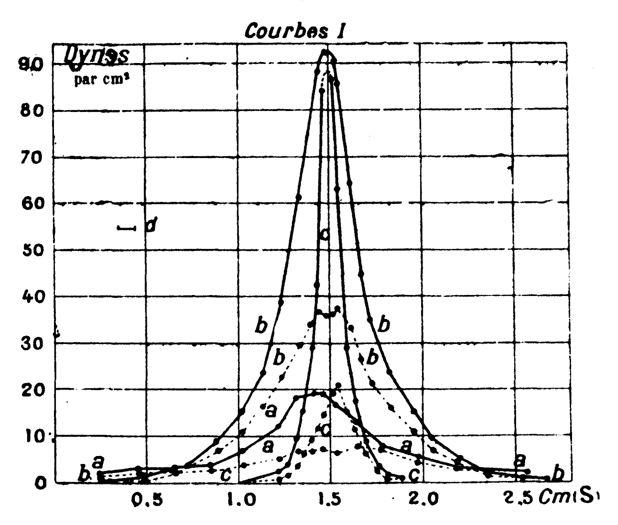
Les courbes I et II sont des exemples des résultats obtenus avec cet appareil. Dans chaque cas les abscisses sont les distances indiquées par S (*fig.* 3); les courbes tracées en traits pleins sont relatives à la décharge positive, celles en pointillé à la négative. d est le diamètre du trou dans la plaque à la même échelle que S; d', d'' et d''' les diamètres des anneaux circulaires, pris au milieu des anneaux isolants d'ébonite, et sur lesquels les mesures de répartition de courant sont représentées par les courbes II.

Le disque D était enlevé dans les premières expériences et une série de courbes fut obtenue représentant la distribution du courant et de la pression pour des valeurs de z variant entre $0^{cm},20$ et $1^{cm},91$; les courbes *a* et *c* correspondant aux valeurs extrêmes de z sont seules données ici pour plus de clarté. Les autres valeurs se placent d'une façon satisfaisante entre ces deux valeurs extrêmes et montrent dans chaque cas que :

La surface pressée augmente et l'intensité de pression diminue quand z augmente;

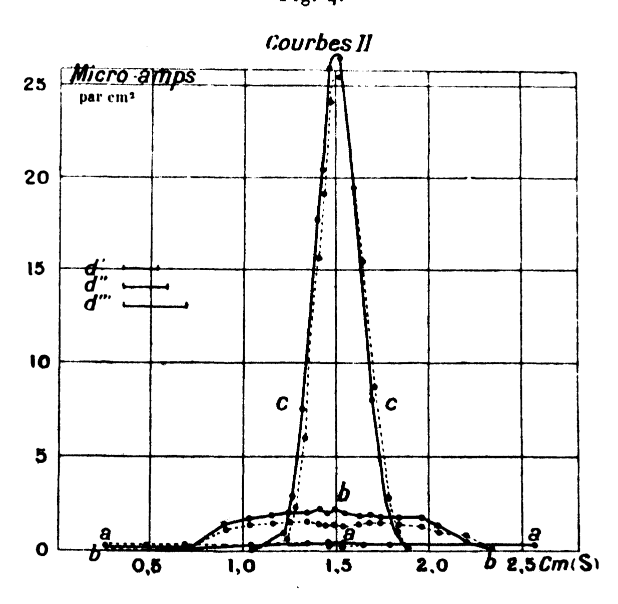


Fig. 3.



L'intensité de pression est plus forte pour la décharge + que pour

Fig. 4.



la —, le rapport de l'intensité de pression + à la — est le plus grand

au centre et diminue en tendant vers l'unité aux extrémités de l'aire de pression;

L'aire sur laquelle le courant est reçu coïncide à peu près avec l'aire sur laquelle la pression est vraiment considérable;

L'aire de courant est un peu plus grande pour la décharge — que pour la +.

Une semblable série de courbes a été aussi obtenue avec le disque D en place, la pointe étant environ à $0^{cm},5$ au-dessous du plan de D. Dans ce cas la valeur maximum de z est de $1^{cm},88$ et correspond aux courbes portant l'indice b. Comme pour de très petites valeurs de z les courbes n'étaient pas matériellement altérées par la présence de D, les courbes c peuvent être prises pour représenter celles correspondant à la valeur minimum de z dans le cas actuel.

Cette série de courbes diffère de celles prises sans D, principalement en ce qu'elle montre une variation plus faible des aires de courant et de pression pour la même variation de z, et que, tandis que l'intensité de pression maximum pour la décharge + est à peu près constante, pour la — elle augmente même avec un accroissement de z. Le courant total passant entre la pointe et la plaque était maintenu constant et égal à 2,37 microampères dans toutes les expériences, ce qui correspond à 80 divisions de l'échelle du galvanomètre.

On peut tirer des courbes les résultats suivants :

Les pressions mesurées ne sont pas proportionnelles aux densités de courant; ceci est bien d'accord avec ce point que, tandis que pour les courbes de pression pour b et c les ordonnées sont les mêmes, les courbes de courant correspondantes sont totalement dissemblables.

La pression ne peut pas être due, soit en totalité, soit en partie considérable, à cette quantité de mouvement communiquée au gaz à la pointe elle-même, autrement les courbes a et b seraient semblables, puisque à l'extrémité d'une pointe produisant une décharge le champ est constant pour un courant donné, et les valeurs de z pour ces deux courbes sont à peu près les mêmes.

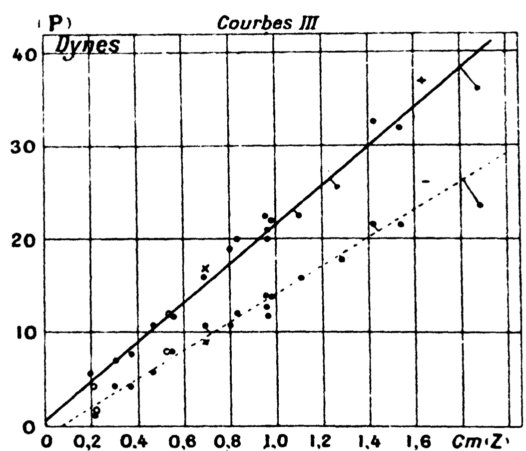
D'autre part, l'allure des courbes de pression est reliée d'une façon intime à celle du champ existant entre la pointe et le plan, comme le montre la façon dont l'aire de pression se contracte quand le champ est rendu parallèle par D.

Il en résulte que nous devons considérer, comme source de la plus grande partie de la pression mesurée à la plaque, l'entraînement produit par les ions se dirigeant à travers le gaz de la pointe à la plaque;

cette conclusion est d'accord, autant qu'il est possible, avec la théorie esquissée ci-dessus et qui l'a suggérée.

Les équations (4) et (5) nécessitent que $\frac{dP}{dz}$ soit constant. En supposant que les lignes d'égale pression sur la plaque sont des cercles, ayant pour centre le point de pression maximum, il est possible d'obtenir les valeurs de P par intégration en partant des courbes I. C'est ce qui a été fait et les points obtenus en prenant z et P comme coordonnées sont représentés par les points noirs sur les courbes III pour quinze valeurs différentes de z; dans ces expériences on employait la plaque D et les conditions étaient les mêmes que dans le cas des courbes I. Si nous omettons les deux points obtenus pour les valeurs de z les plus élevées (*voir* ci-dessus), la constance de $\frac{dP}{dz}$ est à peu près indiquée. Les deux courbes passent aussi très près de l'origine, de sorte que π [équation (5)] est petit; ce terme semble être négatif pour la seconde courbe, et nous envisagerons plus loin une explication possible de ce fait.

Fig. 5.



Dans ces expériences l'intensité du champ était pratiquement uniforme partout, sauf au voisinage de la pointe, sa valeur en volts par centimètre étant d'environ 4760 pour la décharge positive et de 2730 pour la négative; il suffit pour le voir de prendre comme coordonnées les différences de potentiel entre la pointe et la plaque et z. On obtient ainsi deux droites : celle correspondant à la décharge + coupe l'axe à 1810 volts et celle correspondant à la — à

1240 volts. Les deux seuls points situés d'une façon appréciable en dehors des droites sont ceux pour les valeurs les plus élevées de z; il semble que la valeur de z soit mauvaise ici, car les points tombent en dehors des lignes comme dans les courbes des pressions, et il me semble par suite raisonnable d'éliminer ces points.

On pouvait accroître le champ en faisant en sorte que la pointe qui produisait la décharge dépassât d'une longueur plus faible au-dessous de D; de cette façon des champs de 6300 volts par centimètre pour la décharge positive et de 5800 pour la négative ont été obtenus; les valeurs de P dans ce cas sont indiquées sur les courbes III par des croix.

D enlevé, le champ est naturellement minimum, ceci est le cas de a et c des courbes I; dans ces circonstances, toutefois, le champ était si divergent que la pointe ne pouvait circuler suffisamment loin dans la boîte d'ébonite pour que la pression puisse être mesurée avec des valeurs de z plus grandes qu'environ $0^{cm},6$. Dans cette série sans D, j'ai pu avoir seulement deux courbes convenables; elles sont représentées par les petits cercles dans la courbe III. En excluant le champ intense près de la pointe, la valeur moyenne du champ entre la pointe et la plaque était dans ce cas de 2530 volts par centimètre pour la décharge + et de 2300 pour la —.

Enfin, pour voir l'effet de la variation du courant, trois intensités de courant ont été employées, qui étaient 1, 2, 5 et 4 fois celle du reste des expériences. Les pressions intégrées pour celles-ci, divisées respectivement par 1, 2, 5 et 4, sont données par les trois points à $z = 0^{cm},96$. Le point le plus élevé dans chaque cas correspond au courant le plus faible et le plus bas au courant le plus fort. Tous ces points peuvent être considérés comme tombant sur les lignes tracées, aussi bien que la majorité des points primitifs. La coïncidence n'est pas, il est vrai, très exacte, mais les écarts ne sont pas plus prononcés pour une série de conditions que pour une autre; ils sont probablement dus à la difficulté d'obtenir des valeurs correctes pour les pressions intégrées. Les courbes I montrent que la pression décroît très graduellement aux limites de l'aire de pression, là où l'intensité de pression est très faible. Les aires entre lesquelles ces faibles pressions doivent être intégrées sont toutefois plus grandes, à mesure qu'elles sont plus éloignées du centre, et la petitesse des pressions elles-mêmes, quoique les rendant difficiles à mesurer, n'implique pas toutefois qu'elles soient négligeables dans l'intégration. De plus, les pressions ne sont pas nécessairement symétriques de part et d'autre

de la ligne centrale des courbes I, et l'intégration dépend de l'hypothèse qu'elles le sont. Il y a, par suite, une explication facile pour les irrégularités observées, et je pense que les courbes III confirment, après tout, d'une façon remarquable, les hypothèses qui ont conduit aux équations (4) et (5).

Il reste à déduire V, la vitesse des ions dans le champ électrostatique unité :

$$\text{Pour la décharge } + \frac{dz}{dP} = 0^{cm},0474 \text{ par dyne,}$$

$$\text{»} \qquad - \frac{dz}{dP} = 0^{cm},0687 \qquad \text{»}$$

$$C = 2,37 \text{ micro-ampères} = 7100 \text{ unités électrostatiques.}$$

Par suite

$$V+ = 7100 \times 0,0474 = 336^{cm} \text{ par seconde,}$$
$$V- = 7100 \times 0,0687 = 489^{cm} \text{ par seconde.}$$

La somme de ces deux valeurs est 825, la valeur de Rutherford dans les mêmes unités est 960. Leur rapport est 1,45, la valeur trouvée par Zeleny est 1,25.

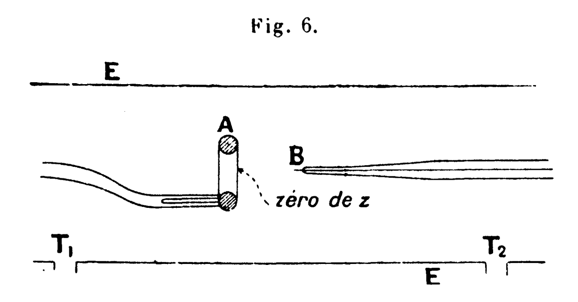
Expériences exécutées avec la méthode de la pointe et de l'anneau.

Je me suis trouvé d'abord disposé à attribuer les différences ci-dessus, au fait que les ions étudiés par Rutherford et Zeleny se déplaçaient dans des champs beaucoup plus faibles que ceux que j'ai employés, mais il y a un autre moyen de les expliquer. Le symbole P se rapporte à la force exercée sur tout le gaz par les ions entre la pointe et la plaque. Si la plaque reçoit le tout comme une pression fluide, le manomètre mesure P; mais, s'il y a quelque chose comme un reflux du vent sur la plaque, la pression peut être ou ne pas être trop grande, suivant que la quantité de mouvement due au reflux est reçue par un corps fixe, ou qu'elle peut repousser le gaz au-dessus de la plaque. Comme presque toutes les lectures ont été faites avec le disque D en place, il semblait possible que D ait joué le rôle de ce corps fixe et, par suite, ait donné lieu à une erreur par excès dans les lectures du manomètre; cet excès disparaîtrait aussi bien pour des valeurs faibles ou très élevées de z; la courbe de pression couperait ainsi l'axe des pressions au point exact, mais son inclinaison serait trop grande pour des valeurs de z petites en comparaison du diamètre de D; et comme ceci était le cas des courbes III, on pouvait s'attendre à ce que les

valeurs de V tirées de ces courbes soient trop faibles. En s'arrangeant de façon que le manomètre mesure la différence de pression en deux points opposés en D et sur la plaque, l'erreur pouvait être évitée naturellement; mais en considérant les incertitudes concernant l'intégration de pression, et le fait que chaque point séparé des courbes représentait plusieurs heures de travail, il semblait désirable de perfectionner la méthode si les courbes devaient être recommencées. Il fallait un procédé permettant de remplacer tout ce travail par une seule lecture, et après trois ou quatre tentatives infructueuses le dispositif suivant a été réalisé.

Les notations de la figure 6 sont les mêmes que celles de la figure 2.

Fig. 6.



La pointe qui sert à la décharge B est dans un tube de verre étroit mobile étiré à l'extrémité B; le plateau A est remplacé par un anneau métallique poli, et la boîte d'ébonite par le tube de verre large E, dont les extrémités sont reliées par les tubes T_1 et T_2 aux deux branches du tube en U servant de manomètre. L'anneau est aussi porté par un tube de verre étroit à travers lequel passe un fil le reliant au galvanomètre; ce tube est fixé lui-même à une vis micrométrique. L'anneau peut ainsi être déplacé dans le tube et les valeurs de z modifiées et mesurées en fonction du pas de la vis.

Si p est la différence de pression en dynes par centimètre carré mesurée au manomètre et a la section du tube E

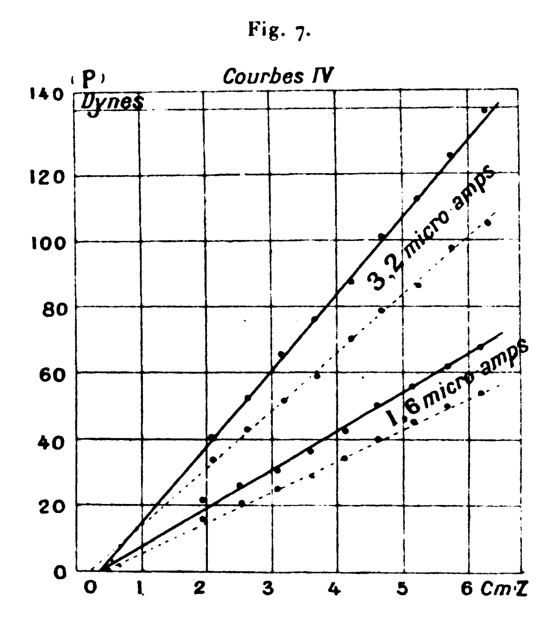
$$P = pa + p',$$

où P représente le même facteur que précédemment et p' la fraction arrêtée par l'anneau de la pression produite par le vent; on suppose que la section de E n'est pas réduite d'une façon appréciable par la présence de A et de B et de leurs supports, et que T_1 et T_2 sont si éloignés que la quantité de mouvement du vent est transformée en pression là où ils sont. Cette quantité p' est l'une des difficultés de la

nouvelle méthode, elle est inconnue nécessairement, et c'était afin de la rendre minima qu'un anneau plutôt qu'une toile métallique ou une feuille de métal perforée fut finalement adopté pour remplacer la plaque primitive; l'idée étant que le vent passerait à travers l'anneau, son bord extérieur et le tube E sans subir trop de résistance. p' ne peut pas être nul, à moins toutefois que l'anneau soit infiniment mince, étant donné que la pression produite par les ions avant de terminer leur course est nécessairement subie par la surface dont ils s'approchent. Les courbes pour P et z sont ainsi abaissées d'une quantité inconnue, qui tend à augmenter davantage si l'anneau est éloigné de la pointe, mais de plus en plus lentement de façon que l'abaissement devient constant quand z est considérable. Les valeurs de V peuvent être par suite obtenues en prenant les parties de la courbe les plus élevées.

Les courbes IV donnent les résultats obtenus avec le dispositif

Fig. 7.



définitif, chaque point étant la moyenne de quatre observations. On ne peut se méprendre sur le caractère rectiligne de la courbe tracée, excepté pour les faibles valeurs de z, où elles montrent l'effet d'altération de p' qui vient d'être mentionné. La figure 7 montre le point pris comme zéro de z.

Trois dimensions de tubes furent en tout expérimentées. Le pre-

mier, de diamètre intérieur de $1^{cm},28$, donnait les valeurs plutôt faibles

$$V+ = 342, \qquad V- = 423.$$

Je les mentionne seulement parce qu'elles figurent dans le *Brit. Assoc. Rep.* de 1898 comme les meilleures valeurs obtenues jusque-là; j'ai trouvé dans la suite qu'elles sont sujettes à deux causes d'erreurs tendant toutes deux à diminuer V. D'abord l'anneau était trop près de la paroi du tube et amortissait ainsi le courant de retour du gaz; ensuite le fil de la pointe B était à nu sur plus de 1^{cm} de sa longueur.

.... Les valeurs suivantes sont les valeurs finales moyennes de V :

$V+ = 413^{cm}$ par seconde dans un champ d'une unité électrostatique.
$V- = 540^{cm}$

La somme de ces deux quantités est 953, qui est proche de 960, donnée par Rutherford; le rapport est de 1,31, qui est moins d'accord avec 1,25, donné par Zeleny. Il n'y a néanmoins aucun doute que les ions dans les trois cas soient les mêmes.

NOTE

SUR UNE NOUVELLE PROPRIÉTÉ DE L'AIR,

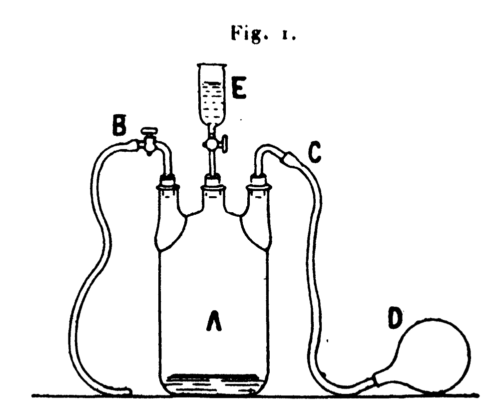
PAR M. COULIER,
Professeur au Val-de-Grâce.

Journal de Pharmacie et de Chimie, 1875, t. XXII, p. 165 à 173 et p. 254.

On sait que, lorsqu'une certaine quantité d'air saturé de vapeur d'eau est raréfiée brusquement, une partie de cette vapeur se précipite sous forme de brouillard, par suite de l'abaissement de température.

... Le phénomène de la précipitation de la vapeur d'eau dans une atmosphère que l'on raréfie présente une particularité qui permet de l'étudier plus facilement. On peut, pour le produire, provoquer dans l'air saturé une compression momentanée qui ne dure qu'un instant très court. Le brouillard se produit immédiatement au moment de la décompression. L'appareil suivant est fort commode pour ce

Fig. 1.



genre d'expériences. Il se compose d'un flacon de 1^l à 2^l, à trois tubulures (A, *fig.* 1).... Pour faire l'expérience, il suffit, lorsque les robinets sont fermés, de presser brusquement avec la main la poire en caoutchouc et de la laisser revenir sur elle-même. Au moment de la décompression, le flacon se remplit de brouillard.

.... Lorsqu'on regarde la flamme d'une bougie ou toute autre source lumineuse peu étendue en surface à travers ce brouillard, on voit celui-ci s'illuminer de couleurs disposées en anneaux dont la source lumineuse est le centre. Les couleurs varient avec la compression. On peut fort bien projeter ces anneaux sur un écran dont le centre est percé de manière à laisser passer le faisceau lumineux étroit qui vient de traverser le flacon rempli de nébulosités. Ces anneaux sont dus au phénomène des couronnes, étudié par Young et Delezenne, et bien connu des physiciens.

Jusqu'ici on a expliqué la formation de ces nuées par la précipitation de l'eau due au refroidissement, et cette explication a cours aujourd'hui dans la Science. Voici cependant une expérience qui montre qu'elle n'est pas exacte. Si l'on abandonne le flacon à lui-même pendant quelque temps, le phénomène ne se reproduit plus. L'air reste parfaitement transparent dans des circonstances identiquement semblables en apparence à celles dans lesquelles il devenait nébuleux. On est obligé d'admettre, pour expliquer ce fait, que cet air a changé de composition et perdu un élément qui lui donnait la propriété de se troubler par décompression. Cet élément paraît soluble dans l'eau, car, si l'on vient à agiter vivement pendant quelques minutes un flacon rempli d'air actif, cet air devient inactif. Le même effet s'observe si l'on aspire plusieurs fois dans les poumons l'air du flacon.

.... C'est alors que j'eus l'idée de faire une expérience qui me mit sur la bonne voie pour expliquer ces faits. Si, dans le tube E, on place du coton modérément tassé, on peut filtrer l'air qui s'introduit dans le flacon. Pour cela, on presse la poire en caoutchouc en ouvrant le robinet B. Une certaine quantité d'air sort du flacon. On le laisse rentrer en abandonnant la poire à elle-même, et en manœuvrant les robinets de manière à ce qu'il soit obligé de passer par le tube contenant du coton.

Dans ces circonstances, l'air introduit *reste inactif*. La filtration lui a enlevé la propriété de produire des nébulosités.

Il m'a paru que la seule manière d'expliquer cette action remarquable du filtre était d'admettre que l'air à l'état normal renferme de fines particules d'un corps solide de nature inconnue et bien plus ténues que la poussière qu'un rayon de soleil fait apercevoir dans nos appartements. En admettant cette hypothèse, les faits s'expliquent avec facilité.

.... Si l'on introduit dans le flacon une petite proportion de fumée

de tabac ou autre analogue, bien que cette fumée, en raison de sa faible quantité, ne trouble pas sensiblement l'air du flacon, elle le rend *extraordinairement actif.*

Enfin, pour m'assurer que les poussières de l'air étaient bien la cause du phénomène, je puisai de l'air bien surchauffé dans une flamme non fuligineuse comme celle de l'alcool et brûlant avec excès d'air. Dans ma pensée, toutes les poussières devaient être brûlées, et l'air devait être inactif; mais il n'en fut pas ainsi. L'air préparé de la sorte était, au contraire, bien plus actif que l'air ordinaire.

.... M. Mascart, qui a bien voulu répéter ces expériences et m'aider de ses conseils, a reconnu que des liquides autres que l'eau, tels que l'alcool, la benzine, etc., produisaient des effets semblables.

Enfin, il a démontré que l'air fortement ozonisé dans un appareil de M. Paul Thénard, devenait très actif, et, dans ce cas, le filtre en coton reste impuissant à le priver de cette propriété.

Cet effet produit par l'air ozonisé ne peut s'expliquer actuellement. Il démontre que des conditions diverses peuvent rendre l'air actif, et que cette activité, bien que due le plus souvent à l'action mécanique de corpuscules tenus en suspension, peut néanmoins se produire sous l'influence d'autres causes.

.... Depuis la publication de ma dernière Note, j'ai fait quelques expériences qu'il me paraît utile de faire connaître :

1° Si l'on introduit dans le flacon (*fig.* 1, p. 109) un fil fin de platine convenablement disposé, il suffit de le faire rougir pendant un instant très court, pour que l'air du flacon devienne actif.

2° La flamme de l'hydrogène rend l'air actif. J'avais d'abord attribué cette propriété à la présence d'arsenic, d'antimoine ou de charbon, accidentellement introduit dans ce gaz; mais, en me servant de zinc et d'acide sulfurique purs, et en lavant le gaz dans des solutions de bichlorure de mercure, d'acétate de plomb et de nitrate d'argent, je n'ai pu enlever à la flamme qu'il produit la propriété de rendre l'air actif. La nébulosité qui prend naissance dans le flacon m'a paru être aussi forte, dans ce cas, que lorsqu'on se sert d'une flamme carbonée.

3° Lorsque l'on fait passer de l'air inactif dans un tube de verre entouré de clinquant (comme celui qui sert à dégager le gaz de l'appareil de Marth) et chauffé modérément, cet air devient actif.

4° L'oxygène, l'azote (préparé par le phosphore) et l'hydrogène deviennent actifs lorsqu'on les chauffe. Toutefois, pour ce dernier gaz, tout l'appareil doit être purgé d'air pour éviter les explosions,

et la nébulosité disparaît presque aussitôt qu'elle est produite, tandis que, pour l'air et ses composants, elle persiste assez longtemps.

5° Lorsqu'un gaz a été rendu actif, comme dans les expériences **2**, **3** et **4**, sa filtration sur du coton lui enlève cette propriété.

Dans ma précédente Note, j'avais cru pouvoir attribuer l'activité de l'air à la présence des corps solides, et il m'avait semblé que le seul corps solide qui pût s'échapper d'une flamme carbonée ne pouvait être que du carbone. C'est l'expérience remarquable et facile à reproduire de la filtration de l'air sur du coton qui m'avait conduit à faire cette hypothèse que les expériences relatées plus haut infirment. L'explication de ces phénomènes reste donc à trouver.

SUR LA MATIÈRE RADIANTE.

CONFÉRENCE FAITE A SHEFFIELD, LE 22 AOUT 1879, DEVANT L'ASSOCIATION BRITANNIQUE POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES,

PAR M. WILLIAM CROOKES,
Membre de la Société Royale de Londres.

Annales de Chimie et de Physique, 5e série, t. XIX, 1880, p. 195 à 231.
(Extraits.)

Pour bien comprendre le titre de cette conférence, il faut se reporter à une époque éloignée de nous de plus de soixante ans, à l'année 1816. Faraday, à peine âgé de 24 ans et au début de sa carrière, simple étudiant encore, mais expérimentateur passionné, fit à cette époque une série de leçons sur les propriétés générales de la matière, et l'une d'elles porta le titre remarquable *Sur la matière radiante.* Les notes du grand physicien sur cette leçon se trouvent dans l'Ouvrage du Dr Bence Jones : *Vie et lettres de Faraday.* Je citerai ici le passage où il emploie pour la première fois l'expression *matière radiante.*

Si nous concevons un changement aussi éloigné de la vaporisation que celle-ci est au-dessus de la fluidité, si alors nous tenons compte de l'étendue de l'altération à mesure que le changement s'accentue, et alors, si nous sommes capables de former une conception quelconque de cette altération, nous ne tomberons peut-être pas loin de la matière radiante; et, de même que dans la dernière transformation nombre de qualités ont été perdues, de même ici un plus grand nombre encore disparaîtraient.

Faraday fut évidemment absorbé par cette spéculation de longue portée, car trois ans plus tard, en 1819, nous le voyons apporter de nouvelles preuves et de nouveaux arguments pour fortifier cette surprenante hypothèse. Ses notes sont maintenant plus étendues et montrent que dans cet intervalle de trois ans il a beaucoup et profondément pensé sur cette forme plus élevée de la matière. Il fait remarquer d'abord que la matière peut être envisagée sous quatre états différents, qui sont : solide, liquide, gazeux et rayonnant, ces modifications dépendant de différences dans les propriétés essentielles

de chacun d'eux. Il admet que l'existence de la matière radiante n'est pas encore démontrée, et alors il procède, dans une série d'arguments ingénieux, par analogie, à démontrer la probabilité de son existence [1].

Si, au commencement de ce siècle, on nous avait demandé ce que c'est qu'un gaz, nous aurions répondu que c'est de la matière dilatée et raréfiée, impalpable jusqu'à un certain point, excepté lorsqu'elle est animée d'un mouvement violent; invisible, incapable d'être réduite à une forme définie ou de la prendre, comme les substances solides, ou de former des gouttes comme les liquides, toujours prête à se dilater lorsqu'on ne lui oppose aucune résistance, et de se contracter quand elle est soumise à la pression. Ce sont là les principaux attributs que l'on assignait aux gaz il y a soixante ans. Les recherches modernes ont grandement étendu et modifié nos vues sur la constitution de ces fluides élastiques. Les gaz sont maintenant considérés comme étant formés d'un nombre infini de petites particules ou molécules qui se meuvent constamment dans toutes les directions avec des vitesses de toutes les amplitudes. Comme ces molécules sont extrê-

---

(1) « Je puis maintenant faire remarquer une curieuse progression dans les propriétés physiques, qui accompagne le changement de forme, et qui est peut-être suffisante pour déterminer. dans l'inventif et ardent savant, un degré considérable de croyance dans l'association de la forme radiante avec les autres formes dans la classe des changements que j'ai mentionnés.

» A mesure que nous nous élevons de l'état solide aux états liquide et gazeux, les propriétés physiques diminuent en nombre et en variété, chaque état perdant quelque propriété appartenant à l'état précédent. Quand les solides sont convertis en liquides, les variétés de dureté et de mollesse sont nécessairement perdues. Les formes cristalline et autres sont détruites. L'opacité et la couleur font fréquemment place à un aspect incolore et transparent, en même temps que les particules deviennent animées d'un mouvement général.

» Passant plus avant, jusqu'à l'état gazeux, un plus grand nombre encore des caractères des corps sont anéantis. Les grandes différences dans leurs poids disparaissent presque; les différences de couleur, qui restaient encore, finissent également par se perdre. Tous deviennent transparents et élastiques. Ils forment maintenant une seule série de substances, et les variétés de dureté, opacité, couleur, élasticité et forme, qui rendent le nombre de solides et fluides presque infini, sont maintenant substituées par quelques légères variations en poids et quelques nuances insignifiantes de couleur.

» Pour ceux donc qui admettent la forme rayonnante de la matière, il n'existe aucune difficulté dans la simplicité des propriétés qu'elle possède, mais plutôt un argument en leur faveur. Ces personnes nous montrent bien une diminution graduelle de propriétés dans la matière, diminution que nous pouvons apprécier à mesure que la matière parcourt l'échelle de formes, et elles seraient étonnées si cet effet devait cesser avec l'état gazeux. Elles font remarquer les efforts plus grands que la nature fait à chaque pas du changement et pensent, par conséquent, que ce changement devrait être des plus grands dans le passage de la forme gazeuse à la forme radiante. » (*Vie et Lettres de Faraday,* t. I. p. 308.)

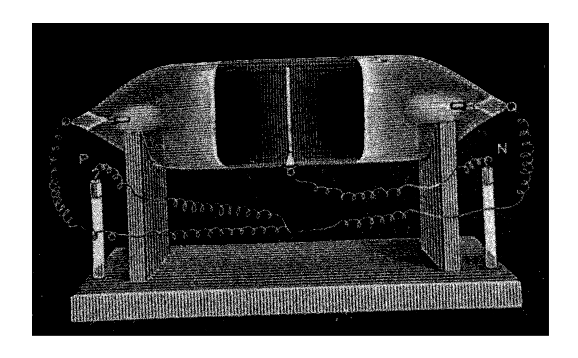
mement nombreuses, il s'ensuit qu'aucune molécule ne peut se mouvoir un peu loin, dans n'importe quelle direction, sans toucher quelque autre molécule. Mais, si nous épuisons l'air ou le gaz contenu dans un vase fermé, le nombre des molécules diminue, et la distance à travers laquelle l'une d'elles peut se mouvoir sans arriver en contact avec une autre est augmentée, la longueur moyenne du chemin de libre parcours étant en raison inverse du nombre des molécules présentes. Plus l'épuisement est prolongé et plus augmente la longueur moyenne de la distance qu'une molécule peut parcourir avant qu'une collision ait lieu, ou, en d'autres termes, plus le chemin de libre parcours est long et plus les propriétés physiques du gaz ou de l'air sont modifiées. Ainsi, à un certain degré de raréfaction, les phénomènes du radiomètre deviennent possibles; en poussant encore plus loin la raréfaction, ou, ce qui revient au même, en diminuant le nombre des molécules dans un espace donné et en augmentant la distance moyenne de leur libre parcours, on peut obtenir d'autres résultats, sur lesquels je vais appeler votre attention. Ces phénomènes sont si distincts de tout ce qui se passe dans l'air ou dans un gaz à la pression ordinaire, que nous sommes portés à admettre que nous nous trouvons en face de la matière dans un quatrième état ou condition, condition aussi éloignée de l'état de gaz qu'un gaz l'est d'un liquide.

Moyenne de libre parcours. — Matière radiante.

Je crois, depuis longtemps déjà, qu'un certain aspect bien connu et observé dans les tubes où l'on a fait le vide est intimement lié avec les phénomènes relatifs à la distance moyenne du libre parcours des molécules. Quand on examine le pôle négatif pendant que la décharge d'une bobine d'induction passe à travers un tube vide, on voit un espace obscur autour du pôle. On constate que cet espace obscur augmente et diminue suivant que le degré de vide varie, de même que la moyenne du chemin de libre parcours des molécules augmente et diminue. A mesure que l'on est conduit à concevoir que l'un devient plus grand, on voit en réalité que l'autre croît en dimension, et, si le vide est insuffisant pour permettre un grand essor aux molécules avant qu'elles entrent en collision, le passage de l'électricité montre que l'*espace obscur* s'est réduit à des dimensions très petites. Nous concluons, naturellement, que l'espace obscur est la moyenne du chemin de libre parcours des molécules du gaz qui reste, conclusion que l'expérience confirme.

Je m'efforcerai de rendre cet *espace obscur* visible pour tous ceux qui sont présents. Voici un tube (*fig.* 1) muni, au centre, d'un pôle sous la forme d'un disque de métal, et d'autres pôles aux extré-

Fig. 1.

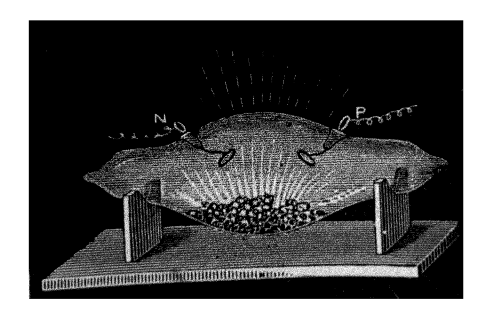


mités. Le pôle du centre est rendu négatif, et les deux pôles extrêmes, réunis ensemble, forment l'extrémité positive. L'espace obscur se trouvera dans le centre. Quand le degré de vide n'est pas très grand, l'espace obscur s'étend très peu de chaque côté du pôle négatif, dans le centre. Quand l'épuisement du tube est bon, comme c'est le cas du tube qui se trouve devant vous, et que je fais passer le courant de la bobine, l'espace obscur s'étale à environ 1 pouce de chaque côté.

La matière radiante exerce une action phosphorescente très puissante partout où elle frappe.

..... Après le diamant, le rubis est la pierre la plus remarquable

Fig. 2.



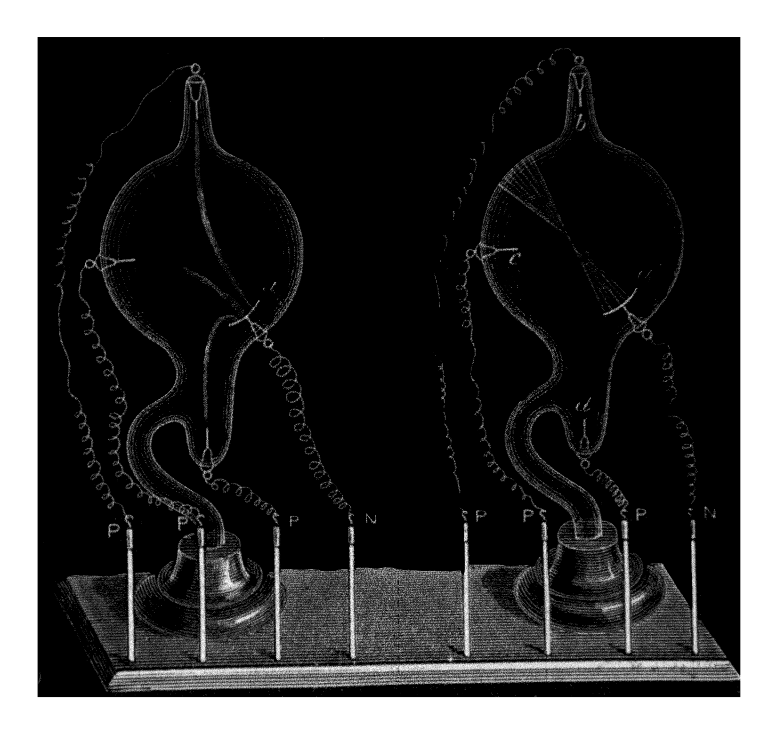
pour la phosphorescence. Dans ce tube (*fig.* 2), se trouve une collection de rubis sous forme de cailloux. Aussitôt que l'on fait passer

l'étincelle d'induction, on voit ces rubis briller avec un éclat d'un beau rouge comme s'ils devenaient incandescents.

La matière radiante marche en ligne droite.

..... J'ai ici deux boules (*fig.* 3) de même forme et identiquement disposées par rapport aux pôles; la seule différence qui existe entre

Fig. 3.



ces boules a trait à leur degré de vide : l'une épuisée jusqu'à la pression de quelques millimètres de mercure, pression capable de donner les phénomènes lumineux ordinaires; l'autre épuisée à environ un millionième d'atmosphère. Je mettrai d'abord la boule peu épuisée A en communication avec la bobine d'induction, et, conservant le pôle d'un côté *a* toujours négatif, je placerai successivement le rhéophore positif avec les autres pôles dont la boule est munie. Vous voyez qu'à mesure que je change la position du pôle positif la ligne de lumière violette qui joint les deux pôles change, le courant électrique

choisissant toujours le chemin le plus court entre les deux pôles et se mettant en mouvement dans la boule à mesure que je change la position des fils.

Voilà l'espèce de phénomène que nous obtenons avec le vide ordinaire. J'essayerai maintenant la même expérience avec la boule B, dont le vide est poussé à un très haut degré, et, comme précédemment, je placerai à côté, en *a'*, le pôle négatif, le pôle positif étant en *b*. Remarquez combien grande est la différence entre l'apparence actuelle et celle que présentait la boule précédente. Le pôle négatif a la forme d'un godet ou tasse peu profonde. Les rayons moléculaires partant de la tasse se croisent dans le centre de la boule, et de là, en divergeant, ils tombent sur le côté opposé, où ils produisent une étendue circulaire de lumière phosphorescente verte. A mesure que je fais tourner la boule, vous voyez la pièce ou surface verte sur le verre. Observez maintenant : j'enlève le fil positif de la partie supérieure et le mets en communication avec le pôle latéral *c*. La pièce ou petite surface verte provenant du foyer négatif divergent reste toujours. Je rends maintenant positif le pôle placé le plus bas *d*, et la surface verte reste où elle était tout d'abord, sans le moindre changement de position ou d'intensité.

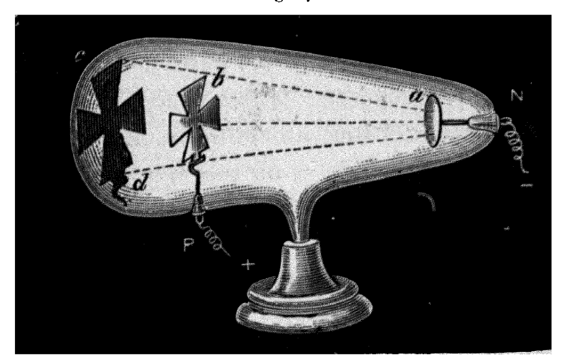
Nous avons ici une autre propriété de la *matière radiante*. Dans les vides ordinaires, la position du pôle positif est très importante, tandis que dans les vides poussés très loin la position du pôle positif est sans importance : les phénomènes semblent dépendre entièrement du pôle négatif. Si le pôle négatif se trouve dans la direction du pôle positif, c'est très bien; mais, si le pôle négatif se trouve dans une position tout à fait opposée, cela n'a aucune influence : la matière radiante s'élance du pôle négatif en ligne droite de la même façon.

La matière radiante, étant interceptée par une matière solide, renvoie une ombre.

La matière radiante vient du pôle en ligne droite et ne pénètre pas seulement toutes les parties du tube et ne le remplit pas seulement de lumière, comme dans le cas où le degré d'épuisement serait moins élevé : là où le chemin est libre, les vapeurs frappent l'écran et produisent de la phosphorescence, et, là où intervient une matière solide, les rayons sont arrêtés par cette matière solide, et une ombre est projetée sur l'écran. Dans cette boule en forme de poire (*fig.* 4), le pôle négatif *a* est à l'extrémité pointue. Au milieu se

trouve une croix *b* coupée dans une feuille d'aluminium, de sorte que les rayons, partant du pôle négatif et se projetant le long du tube, seront partiellement interceptés par la croix d'aluminium, et en projetteront une image sur l'extrémité hémisphérique du tube, laquelle est phosphorescente. Je fais marcher le courant, et vous verrez tous

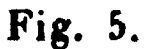
Fig. 4.

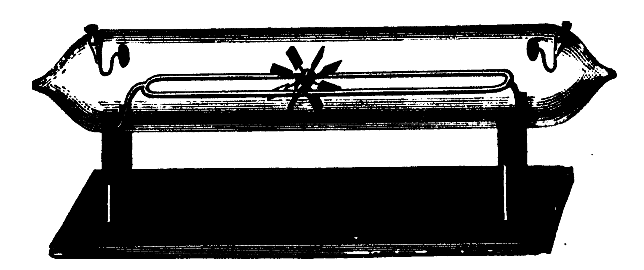


l'ombre noire de la croix sur l'extrémité lumineuse du tube *cd*. Mais la matière rayonnante a passé à côté de la croix d'aluminium pour produire l'ombre, le verre a été comme martelé et bombardé jusqu'à devenir sensiblement chaud, et en même temps un autre effet a été produit sur le verre : sa sensibilité a été matée. Le verre est devenu fatigué, si je puis m'exprimer ainsi, par la phosphorescence excitée. Un changement s'est produit par ce bombardement moléculaire, qui empêchera le verre de répondre facilement à une nouvelle excitation; mais la partie sur laquelle l'ombre était tombée n'est pas fatiguée, elle n'a pas produit encore de phosphorescence et est complètement fraîche. Par conséquent, si je renverse cette croix, ce que je puis facilement faire, en la secouant, grâce à une disposition ingénieuse établie par M. Gimingham, et que je permette ainsi aux rayons émanant du pôle négatif de tomber d'une manière non interrompue sur l'extrémité de la boule, vous verrez la croix noire changer subitement en une croix lumineuse, car l'espace qui est en arrière ne peut maintenant produire qu'une très faible phosphorescence, tandis que la partie qui était limitée par l'ombre noire retient tout son pouvoir phosphorescent.

La matière radiante exerce une forte action mécanique partout où elle frappe.

Nous avons vu, par la nature bien tranchée des ombres moléculaires, que la matière radiante est arrêtée par des matières solides placées dans son parcours. Si ce corps solide peut facilement être mis en mouvement, le choc des molécules se révélera par une forte action mécanique. M. Gimingham a fabriqué pour moi un appareil très ingénieux, qui, étant placé dans la lanterne électrique, rend cette action mécanique visible à tout un auditoire. Il consiste en un tube de verre dont le vide est poussé à un très haut degré (*fig.* 5), ayant


Fig. 5.



un petit chemin à rails en verre qui longe le tube d'une extrémité à l'autre. L'axe d'une petite roue tourne sur les rails, les rayons de la roue portant des palettes assez larges en mica. A chaque extrémité du tube et un peu au-dessus du centre est placé un pôle en aluminium. de telle sorte que, l'un ou l'autre étant rendu négatif, le courant de matière s'élance de ce pôle vers le long du tube et, frappant les ailettes supérieures de la petite roue, la fait tourner et cheminer le long des rails. En changeant les pôles, je puis arrêter la roue et l'envoyer en sens inverse; et, si j'incline légèrement le tube, la force d'impulsion se trouve être suffisante pour pousser la roue même de bas en haut ([1]).

([1]) NOTE DES ÉDITEURS. — *Nous croyons devoir citer ici un passage de J.-J. Thomson signalant une interprétation sans doute plus correcte du fait observé par Crookes :*

Un calcul très simple montrera que la rotation ne peut pas être attribuée aux impulsions communiquées aux ailettes par le choc des particules. Prenons, en effet, le cas où les rayons seraient assez puissants pour transporter le courant relativement considérable de 10^{-5} ampère avec la vitesse considérable de 10^{10} centimètres par

La matière radiante est déviée par un aimant.

Je passe maintenant à une autre propriété de la matière radiante. Dans ce long tube on a fait le vide jusqu'à un très haut degré. Il a un pôle négatif à l'une des extrémités *a* et renferme un écran phosphorescent très long *bc*. Devant le pôle négatif se trouve une lame de mica *bd*, avec un trou *e*, dont l'effet est de produire, quand je fais passer le courant, une ligne phosphorescente *ef*, qui prend le tube tout entier. Je place maintenant au-dessous du tube un fort aimant en forme de fer à cheval. Voyez : la ligne de lumière *eg* se courbe sous l'influence de l'aimant et produit même des ondulations, comme le ferait une baguette flexible, à mesure que je porte l'aimant en avant et en arrière.

Cette action de l'aimant est très curieuse, et, si on la suit de près, elle pourra élucider d'autres propriétés de la matière radiante. Voici un tube (*fig.* 6) exactement pareil, mais ayant à l'une des extrémités un petit tube contenant de la potasse, laquelle, étant chauffée, produira une légère altération du vide. L'aimant en fer à cheval étant au-dessous du tube, je fais partir le courant d'induction, et vous voyez le rayon de matière rayonnante traçant sa trajectoire dans une ligne courbe que l'on aperçoit sur l'écran. Observez bien la forme de la courbe. Les molécules lancées du pôle négatif peuvent être comparées à une décharge de balles de fer d'une mitrailleuse, et l'aimant qui se trouve en bas représentera la terre courbant la trajectoire du

---

seconde. Soit m la masse de chaque corpuscule, N le nombre de corpuscules rencontrant la surface pendant l'unité de temps. Si les corpuscules rebondissaient en arrière en conservant leur vitesse, l'*impulsion* (quantité de mouvement) communiquée à la surface par unité de temps serait $2\,\mathrm{N}\,m\,10^{10}$. Si e est la charge d'un corpuscule, l'intensité du courant est Ne, soit, dans le cas actuel, 10^{-6} C. G. S ; par conséquent l'*impulsion* communiquée à la surface par seconde est $2\,\frac{m}{e}\,10^{4}$ dynes. Or $\frac{m}{e} = 10^{-7}$, donc l'impulsion est de 2.10^{-3} dynes. Pour une surface d'un centimètre carré cette impulsion serait équivalente à une différence de pression de un cinq cent millionième d'atmosphère, et son action serait beaucoup trop faible pour expliquer la rotation observée.

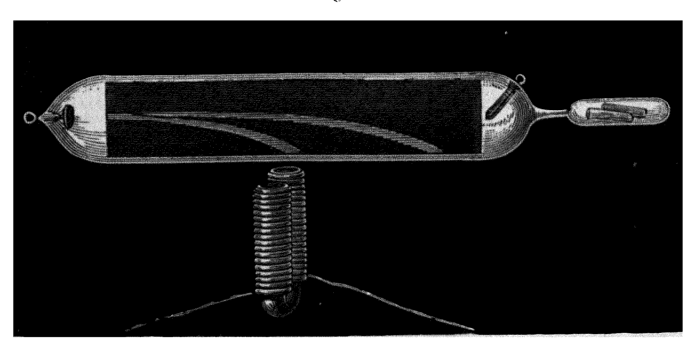
Ce mouvement est probablement dû à un effet en tout semblable à celui que l'on observe dans le radiomètre; le choc des rayons cathodiques ayant seulement pour effet d'échauffer la face des ailettes qui le reçoit.

Stark a montré qu'en disposant les ailettes de façon à diminuer l'effet de radiomètre, l'action mécanique se trouve excessivement diminuée.

[J.-J. THOMSON, *Conduction of electricity through gases*, p. 501 (Cambridge, 1903).]

projectile par la gravitation. Ici, dans cet écran lumineux, vous voyez la trajectoire courbée du projectile tracée très exactement. Supposez maintenant que la force de déviation reste constante : la courbe tracée par le projectile variera avec sa vitesse. Si je mets plus de poudre dans le canon, la vitesse sera plus grande et la trajectoire plus droite, et, si j'interpose un milieu résistant plus dense entre le

Fig. 6.

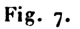


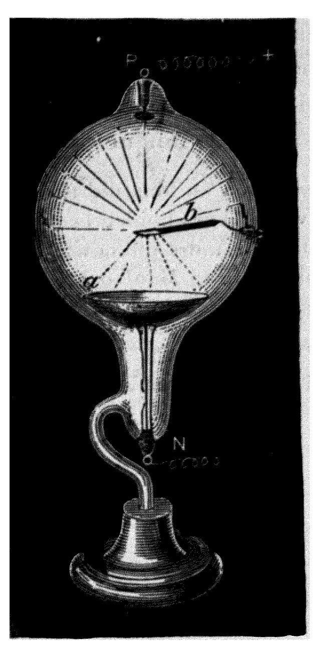
canon et la cible, je diminue la vitesse du boulet, et, par conséquent, je le force à se mouvoir dans une courbe plus accentuée et à tomber plus vite sur le sol. Je ne puis guère bien augmenter devant vous la vitesse de mon courant de molécules rayonnantes, en mettant plus de poudre à ma batterie; mais j'essayerai de faire qu'elles subissent une plus grande résistance dans leur volée d'une extrémité à l'autre du tube. Je chauffe la potasse caustique avec une lampe à alcool, et j'y introduis ainsi une trace de gaz de plus. Aussitôt le courant de la matière radiante le signale. La vitesse est ralentie: le magnétisme a plus de temps pour agir sur les molécules individuellement; la trajectoire devient de plus en plus courbe, jusqu'à ce que, au lieu de se projeter tout près de l'extrémité du tube, mes boulets moléculaires tombent en bas avant même d'avoir parcouru guère plus de la moitié du chemin.

La matière radiante produit de la chaleur quand son mouvement est arrêté.

J'ai ici un petit tube avec un pôle négatif sous la forme d'une calotte sphérique. Cette calotte renvoie les rayons dans un foyer au milieu du tube..... Je puis rendre la chaleur focale..... évidente si je la fais tomber sur un fragment de métal. Cette boule (*fig.* 7) est

munie d'un pôle négatif sous la forme d'une calotte *a*. Les rayons seront, par conséquent, concentrés dans un foyer où l'on place et maintient un fragment d'iridioplatine *b*. D'abord, je tourne à peine la bobine d'induction, de façon à ne pas développer toute sa force.


Fig. 7.



Le foyer agit maintenant sur le métal et élève sa température au rouge blanc. J'approche un petit aimant, et vous voyez que je puis dévier le foyer de chaleur exactement comme je fis pour le foyer lumineux dans l'autre tube. En changeant l'aimant de place, je puis faire monter ou faire descendre le foyer, et même le pousser complètement en dehors du métal et empêcher que celui-ci devienne lumineux. Je retire l'aimant et je laisse les molécules agir amplement de nouveau : le métal est maintenant d'un rouge blanc. J'augmente l'intensité de l'étincelle : le platine iridié acquiert un éclat presque insupportable et fond vers la fin.

....

En étudiant le quatrième état de la matière, il semble que nous ayons mis à notre portée et soumis à notre contrôle les petites particules que, avec de bonnes garanties, nous supposons constituer la base physique de l'univers.

Nous avons vu que dans quelques-unes de ses propriétés la matière radiante est aussi *matérielle* que cette Table, pendant que dans d'autres propriétés elle assume presque le caractère de l'énergie radiante. Nous avons touché actuellement la frontière où la matière et la force semblent se fondre l'une dans l'autre, le royaume ténébreux entre le *connu* et l'*inconnu,* qui a toujours eu pour moi un attrait tout particulier. J'ose croire que les plus grands problèmes scientifiques de l'avenir trouveront leur solution dans cette *frontière,* et même au delà. Là, il me semble, se trouvent des réalités ultimes, subtiles, merveilleuses, de très longue portée :

Yet all these were, when no Man did them know,
  Yet have from wisest Ages hidden beene;
And later Times thinges more unknowne shall show.
  Why then should witlesse Man so much misweene,
  That nothing is, but that which he hath seene (1)?

---

(1) Cependant tout ceci existait quand aucun être humain ne le connaissait; pourtant ils étaient cachés depuis les siècles des Sages, et les temps à venir montreront des choses encore plus inconnues. Pourquoi donc l'homme ignorant devrait-il tellement méjuger que rien n'existe que ce qu'il a vu ?

EXTRAITS DE DIFFÉRENTES NOTES

PUBLIÉS PAR M. P. CURIE ET Mme SKLODOWSKA CURIE.

Action du champ magnétique sur les rayons de Becquerel (1).

PAR M. P. CURIE.

L'hétérogénéité la plus importante dans le rayonnement des corps radioactifs est celle qui vient d'être révélée par l'action du champ magnétique (2).

MM. Meyer et v. Schweidler ont constaté que les rayonnements d'un bromure de baryum radifère préparé par M. Giesel et d'un carbonate préparé par nous n'étaient pas modifiés dans la même proportion par le champ magnétique.

M. Giesel a obtenu la déviation des rayons du polonium dans un champ magnétique avec un échantillon qu'il avait récemment préparé; tandis que M. Becquerel n'a obtenu aucune déviation avec du polonium préparé par nous depuis un mois.

J'ai étudié l'action du champ magnétique sur les rayons de Becquerel en employant une méthode qui permet de faire des mesures quantitatives.

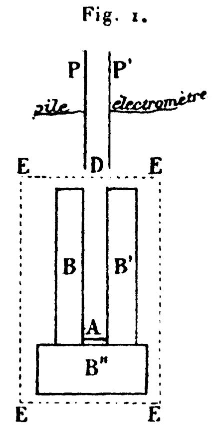
Le corps radioactif A (*fig.* 1) envoie des radiations suivant la direction AD entre les plateaux P et P'. Le plateau P est maintenu au potentiel de 500 volts, le plateau P' est relié à un électromètre et à un quartz piézoélectrique. On mesure à l'aide du quartz l'intensité du courant qui passe dans l'air sous l'influence des radiations. On peut à volonté établir le champ magnétique d'un électro-aimant normalement au plan de la figure dans toute la région EEEE. Si les rayons sont déviés même faiblement, ils ne pénètrent plus entre les

(1) Les rayons non déviables dont il est question dans cette Note et dans la suivante sont les rayons α, qui, comme l'a reconnu depuis M. Rutherford, sont seulement très faiblement déviés dans le champ magnétique en sens inverse des rayons cathodiques. Les rayons déviables sont des rayons β analogues aux rayons cathodiques.

(2) La déviation des rayons de Becquerel par le champ magnétique a été constatée d'une façon indépendante et à peu de temps d'intervalle par M. Giesel (*Wied. Ann.*, t. 69, p. 834), par MM. Meyer et v. Schweidler (*Acad. Vienne*, 3 et 9 novembre 1899) et par M. Becquerel (*Comptes rendus*, 11 décembre 1899).

plateaux, et le courant est supprimé. La région où passent les rayons est entourée par les masses de plomb B, B'. B'' et par les armatures de l'électro-aimant; quand les rayons sont déviés, ils sont absorbés par les masses de plomb B et B'.

Fig. 1.



Les résultats obtenus dépendent essentiellement de la distance AD du corps radiant A à l'entrée du condensateur en D. Si la distance AD est assez grande (supérieure à 0m,07), tous les rayons du radium qui arrivent au condensateur sont déviés et supprimés par un champ de 2500 unités. Si la distance AD est plus faible que 0m,065, une partie seulement des rayons est déviée par l'action du champ; cette partie est d'ailleurs déjà complètement déviée par un champ de 2500 unités, et la proportion de rayons supprimés n'augmente pas si l'on fait croître le champ de 2500 à 7000 unités.

La proportion des rayons non déviés est d'autant plus grande que la distance AD entre le corps radiant et le condensateur est plus petite. Pour des distances faibles, les rayons qui peuvent être déviés ne constituent plus qu'une très faible fraction du rayonnement total.

Voici pour un échantillon de carbonate de baryum radifère les résultats obtenus :

Dans la première ligne figure la distance AD en centimètres. En supposant égal à 100 le courant obtenu sans champ magnétique pour chaque distance, les nombres de la deuxième ligne indiquent le courant qui subsiste quand le champ agit. Ces nombres peuvent être considérés comme donnant le pourcentage de rayons non déviables.

Distance	7,1	6,9	6,5	6,0	5,1	3,4
Pour 100 de rayons non déviés	0	0	11	33	56	74

Les rayons déviables sont les plus pénétrants.

Lorsque l'on tamise le faisceau au travers d'une lame absorbante (aluminium ou papier noir), les rayons qui passent sont tous déviables par le champ, de telle sorte qu'à l'aide de l'écran et du champ magnétique, tout le rayonnement est supprimé dans le condensateur. Une lame d'aluminium de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur suffit pour supprimer tous les rayons non déviables, quand la substance est assez loin du condensateur; pour des distances plus petites ($0^m,034$ et $0^m,051$), deux feuilles d'aluminium au $\frac{1}{100}$ me sont nécessaires pour obtenir ce résultat ([1]).

J'ai fait des mesures semblables sur quatre substances radifères (chlorures ou carbonates), d'activité très différente; le rapport des activités des produits extrêmes était au moins de trois cents. Cependant, les résultats ont été très analogues. Il est fort remarquable que la distance à laquelle s'étendent dans l'air les rayons non déviables se soit montrée à peu près la même pour ces quatre produits; elle est voisine de $0^m,067$. Cependant, pour le produit le moins actif (encore deux cents fois plus actif que l'uranium), cette distance était peut-être un peu plus faible, et la proportion de rayons pénétrants déviables à l'aimant était plus forte que pour les autres.

On peut remarquer que, pour tous les échantillons, les rayons pénétrants déviables à l'aimant ne sont qu'une faible partie du rayonnement total; ils n'interviennent que pour une faible part dans les mesures où l'on utilise le rayonnement intégral pour produire la conductibilité de l'air.

Les composés de polonium que j'ai étudiés n'émettent que des rayons non déviables, comme l'avait déjà trouvé M. Becquerel. Quand on fait varier la distance AD du polonium au condensateur, on n'observe d'abord aucun courant tant que la distance est assez grande; quand on rapproche le polonium, on observe que pour une certaine distance, qui était de $0^m,04$ pour l'échantillon étudié, le rayonnement se fait très brusquement sentir avec une assez grande intensité; le courant augmente ensuite régulièrement si l'on continue à rapprocher le polonium, mais le champ magnétique ne produit aucun effet. Il semble que le rayonnement non déviable du polonium soit délimité dans l'espace et dépasse à peine dans l'air une sorte de gaine entourant la substance sur l'épaisseur de quelques centimètres.

([1]) Depuis la première publication de ce travail M. Villard a montré qu'il existe des rayons non déviables très pénétrants (rayons γ); ces rayons ionisent l'air très faiblement, et leur action ne se faisait pas sentir d'une façon appréciable dans l'expérience qui précède.

Dans le rayonnement du radium, les rayons non déviables par le champ paraissent entièremeut analogues aux rayons du polonium. Comme eux ils sont peu pénétrants, comme eux ils occupent dans l'air une région délimitée autour de la substance (¹).

Sur la pénétration des rayons de Becquerel (rayons α).

PAR Mme SKLODOWSKA CURIE.

Dans la Note qui précède, M. Curie a montré que le rayonnement du radium se composait de deux groupes bien distincts : les rayons déviables par le champ magnétique et les rayons non déviables par le champ magnétique.

Considérés dans leur ensemble, les rayons non déviables sont beaucoup moins pénétrants que les rayons déviables. Une étude plus complète de la pénétration des deux espèces de rayons à travers diverses substances montre que leur nature est entièrement différente et confirme ainsi les résultats obtenus par l'examen de l'effet du champ magnétique.

Les rayons du radium, d'après les expériences faites jusqu'ici (²), se comporteraient, au point de vue de l'absorption, comme les rayons de Röntgen; ils seraient d'autant plus pénétrants qu'ils auraient traversé une plus grande épaisseur de matière. On attribue cet effet à la présence simultanée de rayons doués d'un pouvoir pénétrant inégal.

Or tandis que, pour les rayons déviables, le coefficient d'absorption est, en effet, décroissant ou peut-être constant quand croît l'épaisseur de matière traversée, mes expériences ont montré qu'au contraire les rayons non déviables sont d'autant plus absorbables que l'épaisseur de matière qu'ils ont déjà traversée est plus grande. Cette loi d'absorption singulière est contraire à celle que l'on connaît pour les autres rayonnements; *elle rappelle plutôt la manière de se comporter d'un projectile, qui perd une partie de sa force vive en traversant des obstacles.*

J'ai employé pour cette étude notre appareil de mesures de la conductibilité électrique avec le dispositif suivant :

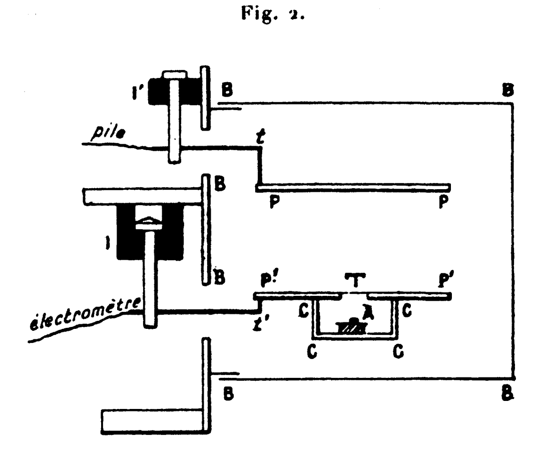
Les deux plateaux d'un condensateur PP et P'P' (*fig.* 2) sont horizontaux

(¹) Ce travail a été fait à l'École municipale de Physique et de Chimie industrielles.

(²) H. BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 912, 4 décembre 1899; et MEYER et SCHWEIDLER, *Ac. de Vienne*, 7 décembre 1899.

et abrités dans une boîte métallique BBBB en relation avec la terre. Le corps actif A, situé dans une boîte métallique épaisse CCCC faisant corps avec le plateau P′P′, agit sur l'air du condensateur au travers d'une toile métallique T; les rayons qui traversent la toile sont seuls utilisés pour la production du

Fig. 2.



courant, le champ électrique s'arrêtant à la toile. On peut faire varier la distance AT du corps actif à la toile. Le champ entre les plateaux est établi au moyen d'une pile; la mesure du courant se fait au moyen d'un électromètre et d'un quartz piézoélectrique.

En plaçant en A sur le corps actif divers écrans et en modifiant la distance AT, on peut mesurer l'absorption des rayons qui font dans l'air des chemins plus ou moins grands.

Le polonium se prête particulièrement à l'étude des rayons non déviables, puisque les échantillons que nous possédons, quoique très actifs, n'émettent pas du tout de rayons déviables.

Voici les résultats obtenus avec le polonium :

Pour une certaine valeur de la distance AT ($0^m,04$ et au-dessus), aucun courant ne passe : les rayons ne pénètrent pas dans le condensateur. Quand on diminue la distance AT, l'apparition des rayons dans le condensateur se fait d'une manière assez brusque, de telle sorte que, pour une petite diminution de la distance, on passe d'un courant très faible à un courant très notable; ensuite le courant s'accroît régulièrement quand on continue à rapprocher le corps radiant de la toile T.

Quand on recouvre la substance radiante d'une lame d'aluminium (aluminium laminé de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur), l'absorption

produite par la lame est d'autant plus forte que la distance AT est plus grande.

Si l'on place sur la première lame d'aluminium une deuxième lame pareille, chaque lame absorbe une fraction du rayonnement qu'elle reçoit, et cette fraction est plus grande pour la deuxième lame que pour la première, de telle façon que c'est la deuxième lame qui semble plus absorbante.

Dans le Tableau qui suit, j'ai fait figurer : dans la première ligne, les distances en centimètres entre le polonium et la toile T: dans la deuxième ligne, la proportion de rayons pour 100 transmise par une lame d'aluminium; dans la troisième ligne, la proportion de rayons pour 100 transmise par deux lames du même aluminium.

Distance AT	3,5	2,5	1,9	1,45	0,5
Pour 100 de rayons transmis par une lame	0	0	5	10	25
Pour 100 de rayons transmis par deux lames	0	0	0	0	0,7

Dans ces expériences la distance des plateaux P et P' était de 3^{cm}. On voit que l'interposition de la lame d'aluminium diminue l'intensité du rayonnement en plus forte proportion dans les régions éloignées que dans les régions rapprochées.

Cet effet est encore plus marqué que ne l'indiquent les nombres qui précèdent. Ainsi, la pénétration de 25 pour 100, pour la distance $0^{cm},5$, représente la moyenne de pénétration pour tous les rayons qui dépassent cette distance, ceux extrêmes ayant une pénétration très faible. Si l'on ne recueillait que les rayons compris entre $0^{cm},5$ et 1^{cm}, par exemple, on aurait une pénétration plus grande encore. Et, en effet, si l'on rapproche le plateau P à une distance $0^{cm},5$ de P', la fraction du rayonnement transmise par la lame d'aluminium (pour AT $= 0^{cm},5$) est de 47 pour 100 et à travers deux lames elle est de 5 pour 100 du rayonnement primitif.

Les rayons non déviables du radium se comportent comme les rayons du polonium. On peut étudier les rayons non déviables seuls en renvoyant les rayons déviables de côté par l'emploi d'un champ magnétique. Voici les résultats d'une expérience de ce genre, toujours avec la même lame d'aluminium :

Distances	6,0	5,1	3,4
Pour 100 de rayons transmis par Al	3	7	24

Ce sont encore les rayons qui allaient le plus loin dans l'air qui sont les plus absorbés par l'aluminium. Il y a donc une grande ana-

logie entre les rayons non déviables du radium et ceux du polonium; les rayons déviables, au contraire, seraient de nature différente.

Si l'on utilise l'ensemble des rayons émis, le phénomène se trouve compliqué par la présence des rayons déviables et pénétrants, dont la loi d'absorption est différente. Si l'on observe à grande distance, ces derniers rayons dominent et l'absorption est faible; si l'on observe à petite distance, les rayons non déviables dominent et l'absorption est d'autant plus faible qu'on se rapproche plus de la substance; pour une distance intermédiaire, l'absorption passe par un maximum et la pénétration par un minimum.

Distance	7,1	6,5	6,0	5,1	3,4
Pour 100 de rayons transmis par Al.	91	82	58	41	48

Devant des propriétés si particulières des rayons non déviables des corps radioactifs on pouvait se demander si ce sont bien là véritablement des rayons possédant la propagation rectiligne.

M. Becquerel a bien voulu élucider cette question par une expérience directe, qu'il nous autorise à décrire ici. Le polonium émettant les rayons non déviables était placé dans une cavité linéaire très étroite, creusée dans une feuille de carton. On avait ainsi une source linéaire de rayons. Un fil de cuivre de 1^{mm},5 de diamètre était placé parallèlement en face du fil à une distance de 4^{mm},9. Une plaque photographique était placée parallèlement à une distance de 8^{mm},65 au delà. Après une pose de dix minutes, l'ombre géométrique du fil était reproduite d'une façon parfaite avec les dimensions prévues et une pénombre très étroite de chaque côté correspondant bien à la largeur de la source. La même expérience réussit également bien en plaçant contre le fil une double feuille d'aluminium battu que les rayons sont obligés de traverser.

Il s'agit donc bien des rayons capables de donner des ombres géométriques parfaites. L'expérience avec l'aluminium montre que ces rayons ne sont pas diffusés en traversant la lame, et que cette lame n'émet pas, tout au moins en quantité importante, des rayons secondaires analogues aux rayons de Röntgen.

Notice additionnelle (extrait).

J'ai fait en 1903 une deuxième série d'expériences avec ces mêmes échantillons de polonium dont l'activité était considérablement dimi-

nuée, l'intervalle de temps qui sépare les deux séries d'expériences étant de 3 ans. Le dispositif employé était le même.

Dans les expériences anciennes, le polonium était à l'état de sous-nitrate; dans celles récentes, il était à l'état de grains métalliques, obtenus par fusion du sous-nitrate avec le cyanure de potassium.

J'ai constaté que le rayonnement du polonium avait conservé les mêmes caractères essentiels, et j'ai trouvé quelques résultats nouveaux. Voici, pour diverses valeurs de la distance AT, la fraction du rayonnement transmise par un écran formé par 4 feuilles très minces d'aluminium battu superposées :

Distance AT en centimètres............	0	1,5	2,6
Pour 100 de rayons transmis par l'écran..	76	66	39

J'ai constaté de même, que la fraction du rayonnement absorbée par un écran donné croît avec l'épaisseur de matière qui a déjà été traversée par le rayonnement, mais cela a lieu seulement à partir d'une certaine valeur de la distance AT. Quand cette distance est nulle (le polonium étant tout contre la toile, en dehors ou en dedans du condensateur), on observe que, de plusieurs écrans identiques superposés, chacun absorbe la même fraction du rayonnement qu'il reçoit; autrement dit, l'intensité du rayonnement diminue alors suivant une loi exponentielle en fonction de l'épaisseur de matière traversée, comme cela aurait lieu pour un rayonnement homogène et transmis par la lame sans changement de nature.

Voici quelques résultats numériques relatifs à ces expériences :

Pour une distance AT égale à $1^{cm},5$, un écran en aluminium mince transmet la fraction 0,51 du rayonnement qu'il reçoit quand il agit seul, et la fraction 0,34 seulement du rayonnement qu'il reçoit quand il est précédé par un autre écran pareil à lui.

Au contraire, pour une distance AT égale à 0, ce même écran transmet dans les deux cas considérés la même fraction du rayonnement qu'il reçoit et cette fraction est égale à 0,71; elle est donc plus grande que dans le cas précédent.

Voici, pour une distance AT égale à 0 et pour une succession d'écrans très minces superposés, des nombres qui indiquent pour chaque écran le rapport du rayonnement transmis au rayonnement reçu :

Série de 9 feuilles de cuivre très minces.	Série de 7 feuilles d'aluminium battu très minces.
0,72	0,69
0,78	0,94
0,75	0,95
0,77	0,91
0,70	0,92
0,77	0,93
0,69	0,91
0,79	
0,68	

Étant données les difficultés d'emploi d'écrans très minces et de la superposition d'écrans au contact, les nombres de chaque colonne peuvent être considérés comme constants; seul, le premier nombre de la colonne relative à l'aluminium indique une absorption plus forte que celle indiquée par les nombres suivants.

Deuxieme Note additionnelle.

On peut remarquer que, d'après les expériences qui précèdent, les rayons α du radium sont plus pénétrants que les rayons α du polonium. Ce fait se trouve confirmé par les expériences plus récentes de M. Rutherford et Miss Brooks (Rutherford, *Radioactivity*, p. 130).

L'ionisation due aux rayons α dans l'air à la pression atmosphérique est très nettement limitée à une zone qui entoure la substance radiante et qui s'étend à une distance de 7^{cm} pour le radium et de 4^{cm} pour le polonium. On peut se demander si, en dehors de cette zone, les projectiles ont effectivement disparu, ou bien s'ils ont seulement perdu la faculté de produire l'ionisation de l'air.

Sur la charge électrique des rayons déviables du radium (1);

Par M. P. Curie et Mme M. P. Curie.

Les expériences de MM. Giesel, Meyer et v. Schweidler et Becquerel ont montré que les rayons du radium sont déviés dans un champ magnétique comme les rayons cathodiques (2). Nous avons

(1) Ce travail a été fait à l'École municipale de Physique et de Chimie industrielles.

(2) Giesel, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 834. — N. Meyer et v. Schweidler, *Physikalische Zeitschrift*, t. I, p. 113. — Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXIX, p. 996.

montré d'autre part que le rayonnement du radium comprend deux groupes de rayons bien distincts : les rayons déviés dans un champ magnétique et les rayons non déviés dans un champ magnétique ([1]).

Or les rayons cathodiques sont, comme l'a montré M. Perrin, chargés d'électricité négative ([2]). De plus, ils peuvent, d'après les expériences de MM. Perrin et Lenard, transporter leur charge à travers des enveloppes métalliques réunies à la terre et à travers des lames isolantes ([3]). En tout point où les rayons cathodiques sont absorbés, se fait un dégagement continu d'électricité négative. Nous avons constaté qu'il en est de même pour les rayons déviables du radium. *Les rayons déviables du radium sont chargés d'électricité négative.*

Étalons la substance radioactive sur l'un des plateaux d'un condensateur, ce plateau étant relié métalliquement à la terre; le second plateau est relié à un électromètre; il reçoit et absorbe les rayons émis. Si les rayons sont chargés, on doit observer une arrivée continue d'électricité à l'électromètre. Cette expérience, réalisée dans l'air, ne nous a pas permis de déceler une charge des rayons, mais l'expérience ainsi faite n'est pas sensible. L'air entre les plateaux étant rendu conducteur par les rayons, l'électromètre n'est plus isolé et ne peut accuser que des charges assez fortes.

Pour que les rayons non déviables ne puissent apporter de trouble dans l'expérience, on les supprime en recouvrant la source radiante d'un écran métallique mince; le résultat de l'expérience n'est pas modifié ([4]).

Nous avons sans plus de succès répété cette expérience dans l'air en faisant pénétrer les rayons dans l'intérieur d'un cylindre de Faraday en relation avec l'électromètre ([5]).

On pouvait déjà se rendre compte, d'après les expériences qui précèdent, que la charge des rayons du produit radiant employé était considérablement plus faible que celle des rayons cathodiques.

([1]) *Comptes rendus*, t. CXXX, p 73 et 76.

([2]) *Comptes rendus*, t. CXXI, p. 1130, et *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XI, 1897, p. 433. Dans les expériences de M. Perrin, l'ordre de grandeur de la charge était de 10^{-6} coulomb pour une interruption de la bobine.

([3]) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 279.

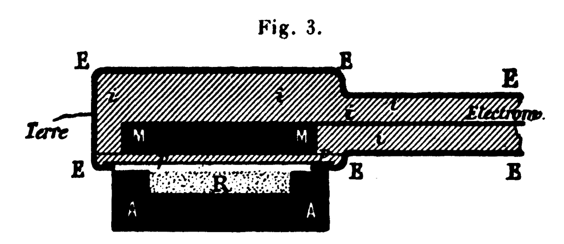
([4]) A vrai dire, dans ces expériences, on observe toujours une déviation à l'électromètre, mais il est facile de se rendre compte que ce déplacement est un effet de la force électromotrice de contact qui existe entre le plateau relié à l'électromètre et les conducteurs voisins; cette force électromotrice charge l'électromètre grâce à la conductibilité de l'air soumis au rayonnement du radium.

([5]) Le dispositif du cylindre de Faraday n'est pas nécessaire, mais il pourrait présenter quelques avantages dans le cas où il se produirait une forte diffusion des rayons par les parois frappées. On pourrait espérer ainsi recueillir et utiliser ces rayons diffusés, s'il y en a.

Pour constater un faible dégagement d'électricité sur le conducteur qui absorbe les rayons, il faut le mettre à l'abri de l'air, soit en le plaçant dans un tube avec un vide très parfait, soit en l'entourant d'un bon diélectrique solide. C'est ce dernier dispositif que nous avons employé.

Un disque conducteur MM (*fig.* 3) est relié par la tige métallique *t* à l'électromètre; disque et tige sont complètement entourés de matière isolante *iii*; le tout est recouvert d'une enveloppe métallique EEE qui

Fig. 3.



est en communication électrique avec la terre. Sur l'une des faces du disque, l'isolant *pp* et l'enveloppe métallique sont très minces. C'est cette face qui est exposée au rayonnement du sel de baryum radifère R placé à l'extérieur dans une auge en plomb ([1]). Les rayons émis par le radium traversent l'enveloppe métallique extérieure et la lame isolante *pp* et sont absorbés par le disque métallique MM. Celui-ci est alors le siège d'un dégagement continu et constant d'électricité négative que l'on constate à l'électromètre et que l'on mesure à l'aide du quartz piézoélectrique.

Le courant ainsi créé est très faible. Avec du chlorure de baryum radifère très actif formant une couche de $2^{cm^2},5$ de surface et de $0^{cm},2$ d'épaisseur, on obtient un courant de l'ordre de grandeur de 10^{-11} ampère (les rayons utilisés ayant traversé, avant d'être absorbés par le disque MM, une épaisseur d'aluminium de $0^{mm},01$ et une épaisseur d'ébonite de $0^{mm},3$).

Nous avons employé successivement du plomb, du cuivre et du zinc pour le disque MM, de l'ébonite et de la paraffine pour l'isolant; les résultats obtenus ont été les mêmes.

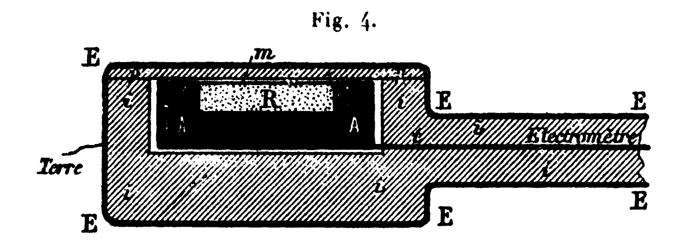
Le courant diminue quand on éloigne la source radiante R, ou quand on emploie un produit moins actif.

([1]) L'enveloppe isolante doit être parfaitement continue. Toute fissure remplie d'air allant du conducteur intérieur jusqu'à l'enveloppe métallique est une cause de courant dû aux forces électromotrices de contact utilisant la conductibilité de l'air par l'effet du radium.

Nous avons encore obtenu les mêmes résultats en remplaçant le disque MM par un cylindre de Faraday rempli d'air, mais enveloppé extérieurement par une matière isolante. L'ouverture du cylindre, fermée par la plaque isolante mince *pp*, était en face de la source radiante.

Enfin, nous avons fait l'expérience inverse qui consiste à placer l'auge de plomb avec le radium au milieu de la matière isolante et en

Fig. 4.



relation avec l'électromètre (*fig.* 4), le tout étant enveloppé par l'enceinte métallique reliée à la terre.

Dans ces conditions, on observe à l'électromètre que le radium prend une charge positive et égale en grandeur à la charge négative de la première expérience. Les rayons du radium traversent en effet la plaque diélectrique mince *pp* et quittent le conducteur intérieur en emportant de l'électricité négative.

Les rayons non déviables du radium n'interviennent pas dans les expériences précédentes, puisqu'ils sont absorbés par une épaisseur extrêmement mince de matière. La méthode qui vient d'être décrite ne convient pas non plus pour l'étude de la charge des rayons du polonium, ces rayons étant également très peu pénétrants. Nous n'avons observé aucun indice de charge avec du polonium qui émet seulement des rayons non déviables, mais, pour la raison qui précède, on ne peut tirer de cette expérience aucune conclusion.

Ainsi, dans le cas des rayons déviables du radium, comme dans le cas des rayons cathodiques, les rayons transportent de l'électricité. Or, jusqu'ici, on n'a jamais reconnu l'existence de charges électriques non liées à la matière pondérable. On est donc amené à considérer comme vraisemblable que le radium est le siège d'une émission constante de particules de matière électrisée négativement, capables de traverser sans se décharger des écrans conducteurs ou diélectriques. Si le rapport de la charge électrique à la masse était le même que dans l'électrolyse, le radium, dans l'expérience précédente, perdrait $3^{éq}$ en milligrammes en 1 000 000 d'années.

Un échantillon de radium, qui serait isolé électriquement d'une

façon parfaite, se chargerait spontanément en peu de temps à un potentiel extraordinairement élevé. Dans l'hypothèse balistique, le potentiel augmenterait jusqu'à la création d'un champ suffisamment intense pour empêcher l'éloignement des particules électrisées émises.

Nous avons répété avec les rayons de Röntgen les expériences dont il a été question dans cette Note. Les effets obtenus sont extrêmement faibles, nous pouvons seulement conclure de ces expériences que, si ces rayons sont chargés, ils le sont encore bien moins que les rayons déviables du radium.

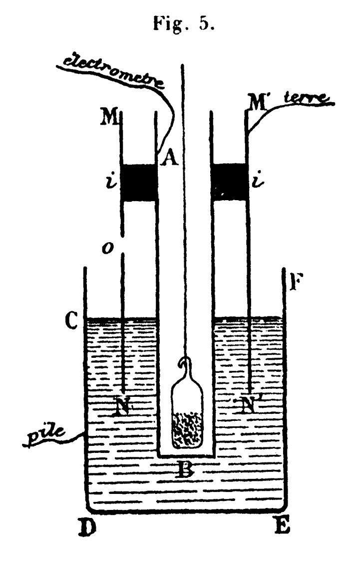
Conductibilité des diélectriques liquides sous l'influence des rayons du radium et des rayons de Röntgen;

PAR M. P. CURIE.

J'ai reconnu que les rayons du radium et les rayons de Röntgen agissent sur les diélectriques liquides comme sur l'air en leur communiquant une certaine conductibilité électrique. Voici comment j'ai disposé l'expérience :

Le liquide à expérimenter est placé dans un vase métallique CDEF dans lequel plonge un tube de cuivre mince AB; ces deux pièces métalliques

Fig. 5.



servent d'électrodes. Le vase est maintenu à un potentiel connu au moyen d'une batterie de petits accumulateurs dont un des pôles est à terre. Le tube AB est en relation avec l'électromètre. Lorsqu'un courant traverse le liquide,

on maintient l'électromètre au zéro à l'aide d'un quartz piézo-électrique qui donne la mesure du courant. Le tube de cuivre M N M' N' relié à la terre sert de tube de garde pour empêcher le passage du courant à travers l'air. Une ampoule contenant le sel de baryum radifère peut être placée au fond du tube AB; les rayons agissent sur le liquide après avoir traversé le verre de l'ampoule et les parois du tube métallique. On peut encore faire agir le radium en plaçant l'ampoule en dessous de la paroi DE.

Pour agir avec les rayons de Röntgen, on fait arriver ces rayons au travers de la paroi DE.

L'accroissement de conductibilité par l'action des rayons du radium ou des rayons de Röntgen semble se produire pour tous les diélectriques liquides; mais, pour constater cet accroissement, il est nécessaire que la conductibilité propre du liquide soit assez faible pour ne pas masquer l'effet des rayons.

En opérant avec le radium et avec les rayons de Röntgen j'ai obtenu des résultats du même ordre de grandeur.

Quand on étudie avec le même dispositif la conductibilité de l'air ou d'un autre gaz sous l'action des rayons de Becquerel, on trouve que l'intensité du courant croît proportionnellement à la différence de potentiel entre les électrodes quand cette différence de potentiel est faible (de quelques volts pour l'appareil de la figure). Mais, quand on augmente de plus en plus la différence de potentiel, l'intensité du courant n'augmente plus proportionnellement à celle-ci; l'effet d'une augmentation de tension va en diminuant, et pour des tensions élevées (100 volts) l'intensité du courant ne s'accroît plus que d'une très petite fraction de sa valeur quand on double la différence de potentiel.

Les liquides étudiés avec le même appareil et avec le même produit radiant très actif se comportent différemment; le courant est proportionnel à la tension quand celle-ci varie entre 0 et 450 volts, et cela même quand la distance des électrodes ne dépasse pas 6^{mm}. On peut alors considérer la *conductivité* provoquée dans divers liquides par le rayonnement d'un sel de radium agissant dans les mêmes conditions. Les nombres du Tableau suivant, multipliés par 10^{-14}, donnent la conductivité en mhos pour 1^{cm^3} :

Sulfure de carbone................	20
Éther de pétrole..................	15
Amylène...........................	14
Chlorure de carbone...............	8
Benzine...........................	4
Air liquide.......................	1,3
Huile de vaseline.................	1,6

On peut cependant supposer que les liquides et les gaz se comportent d'une façon analogue, mais que, pour les liquides, le courant reste proportionnel à la tension jusqu'à une limite bien plus élevée que pour les gaz; la loi de proportionnalité, dans la série précédente d'expériences, ne cesserait de se vérifier que pour des tensions supérieures à 450 volts.

On pouvait, par analogie avec ce qui a lieu pour les gaz, chercher à abaisser la limite de proportionnalité en employant un rayonnement beaucoup plus faible. L'expérience a vérifié cette prévision; le produit employé était cent cinquante fois moins actif que celui utilisé dans les premières expériences. Pour des tensions de 50, 100, 200, 400 volts, j'ai obtenu des courants qui peuvent être respectivement représentés par 109, 185, 255, 335. La proportionnalité ne se maintient plus, mais le courant varie encore fortement quand on double la différence de potentiel.

Quelques-uns des liquides examinés sont des isolants à peu près parfaits quand ils sont à l'abri de l'action des rayons et qu'on les maintient à température constante. Tels sont : l'air liquide, l'éther de pétrole, l'huile de vaseline, l'amylène. Il est alors très facile d'étudier l'effet des rayons.

L'huile de vaseline est beaucoup moins sensible à l'action des rayons que l'éther de pétrole. Il convient peut-être de rapprocher ce fait de la différence de volatilité qui existe entre ces deux hydrocarbures. L'air liquide qui a bouilli pendant quelque temps dans le vase d'expérience est plus sensible à l'action des rayons que celui que l'on vient d'y verser : la conductivité produite par les rayons est d'un quart plus grande dans le premier cas.

J'ai étudié sur l'amylène et sur l'éther de pétrole l'action des rayons aux températures de (+10°) et de (— 17°). La conductivité due au rayonnement devient plus faible d'un dixième seulement de sa valeur quand on passe de 10° à — 17°.

Dans les expériences où l'on fait varier la température du liquide, on peut soit maintenir le radium à la température ambiante, soit le porter à la même température que le liquide; on obtient le même résultat dans les deux cas. Cela tient à ce que le rayonnement du radium ne varie pas avec la température et conserve encore la même valeur même à la température de l'air liquide, comme je l'ai vérifié directement par des mesures.

Électrisation négative des rayons secondaires issus de la transformation des rayons X;

PAR MM. P. CURIE ET G. SAGNAC.

Le faible pouvoir de pénétration des rayons secondaires des métaux lourds fait penser aux rayons cathodiques de Lenard, lesquels peuvent seulement parcourir quelques centimètres à peine dans l'air atmosphérique, où ils sont énergiquement diffusés. Cette analogie conduit à rechercher si les rayons secondaires, très absorbables par l'air, transportent avec eux des charges électriques négatives, puisque tel est le caractère fondamental des rayons cathodiques; la déviation des rayons par le champ magnétique ou par le champ électrique sera une conséquence probable de leur électrisation. Il n'y a pas de contradiction entre cette hypothèse et celles qui ont été développées par l'un de nous sur des analogies existant entre le rayonnement des corps radioactifs et le rayonnement secondaire des rayons X, puisque le faisceau émis spontanément par le *radium* de M. et de Mme Curie est un mélange de rayons électrisés négativement analogues aux rayons cathodiques, déviables par le champ magnétique et par le champ électrique, et de rayons non déviables analogues aux rayons X, sensiblement dépourvus de charges électriques.

Pour préciser d'abord jusqu'à quel point les rayons X se montrent dépourvus d'électrisation (1), nous employions une enceinte de Faraday en plomb épais de forme cubique, ayant 23cm de côté, reliée à un électromètre à quadrants. Un large faisceau de rayons X y pénétrait par une ouverture circulaire de 10cm de diamètre, placée à 7cm seulement de la lame focus du tube producteur de rayons X.

L'enceinte de plomb, y compris son ouverture, était complètement enveloppée par une couche continue d'un *diélectrique solide* (pa-

(1) Le professeur E Dorn a annoncé que les rayons secondaires des métaux lourds sont déviés par le champ magnétique, et dans le même sens que les rayons cathodiques (*Abhand. d. Naturf. Gesell. zu Halle,* Bd. XXII, 1900, p. 40-42).

L'un de nous avait antérieurement émis l'opinion que *les rayons secondaires très absorbables des métaux lourds peuvent renfermer des rayons analogues à ceux de Lenard et déviables comme eux par l'aimant* [G. SAGNAC, *Recherches sur les transformations des rayons de Röntgen,* Ch. I, 3e paragraphe : *Rayons secondaires, rayons X et rayons de Lenard* (*L'Eclairage électrique* du 12 mars 1898)].

raffine ou ébonite), recouverte elle-même d'une enveloppe d'aluminium mince en communication avec la terre. *L'enveloppe continue de diélectrique solide est nécessaire pour maintenir l'isolement parfait* du cylindre qui, sans cette précaution, ne demeurerait pas isolé dans l'air ambiant rendu conducteur de l'électricité par l'action des rayons de Röntgen.

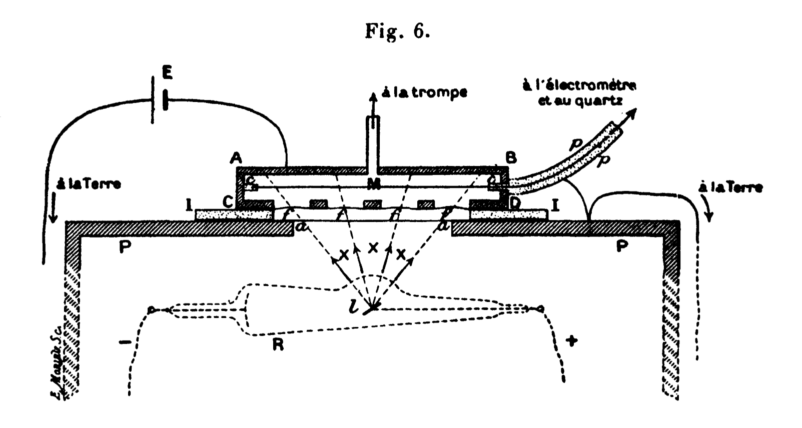
Dans ces conditions, l'électromètre ne se chargeait pas sensiblement. Nous avons pu ainsi conclure qu'en admettant l'hypothèse de rayons X électrisés, le courant, équivalent à la circulation de l'électricité dans le faisceau large et intense de rayons X employé, était certainement inférieur à 10^{-12} ampère.

Nous avons pu, au contraire, conclure à l'électrisation négative des rayons secondaires des métaux lourds. A la pression atmosphérique, les rayons X et les rayons secondaires communiquent à l'air une conductibilité telle que le métal rayonnant n'est plus isolé; il est alors impossible de recueillir l'électricité des rayons secondaires. Il fallait éviter en même temps que les rayons secondaires des métaux lourds, souvent très peu pénétrants, ne fussent absorbés au voisinage immédiat du métal qui les émet. Nous avons été ainsi amenés à placer les métaux dans l'air raréfié et à opérer à des pressions de plus en plus faibles, jusqu'au vide de Crookes ($0^{mm},001$ de mercure), afin de rendre à l'air ses propriétés isolantes, malgré l'action des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui le traversent. Nous avons réduit à 3^{mm} ou 4^{mm} seulement la couche d'air raréfié comprise entre le métal rayonnant et les parois métalliques voisines. Dans cette mince couche d'air très raréfié, la force électromotrice entre le métal rayonnant et les parois qui l'entourent produit seulement, sous l'influence des rayons, un courant inférieur, par exemple, à $\frac{1}{100}$ du courant dû à l'électricité négative des rayons secondaires d'un métal, tel que le platine, le plomb. Le dispositif est celui-ci :

Une feuille métallique mince M (*fig.* 6) reliée à un électromètre à quadrants et à un quartz piézo-électrique, est maintenue isolée au milieu et à 3^{mm} seulement des parois d'une boîte métallique plate ABCD, qu'on peut mettre en relation avec la terre. La face inférieure CD de cette boîte est formée, comme la face supérieure AB, d'une plaque épaisse d'un autre métal N, mais percée de fenêtres *f* que recouvre une mince feuille du métal X. A 6^{cm} au-dessous de la face AB se trouve la lame focus *l*, source des rayons de Röntgen. Le système producteur de ces rayons (tube focus R, bobine Ruhmkorff et interrupteur électrolytique de Wehnelt) est enfermé dans une grande caisse

de plomb épais dont la paroi PP est mise à la terre. Les rayons de Röntgen sortent de la caisse PP par une ouverture circulaire de 10^{cm} de diamètre recouverte seulement d'une mince feuille d'aluminium *aa*.

Fig. 6.



On peut faire le vide de Crookes dans la boîte étanche ABCD, reliée à la trompe à mercure.

Quand on opère à la pression atmosphérique, la conductibilité de l'air sous l'influence des rayons est considérable. Lorsque le métal M de la feuille intérieure est différent du métal N des fenêtres *f* et des faces internes de la boîte ABCD, le système (M|N) fonctionne comme une pile dont la force électromotrice fait dévier l'électromètre. On peut, par la méthode d'opposition du quartz piézo-électrique de M. J. Curie, mesurer le courant électrique nécessaire pour maintenir l'électromètre au potentiel zéro; ou bien on peut, sans agir sur le quartz, ramener l'électromètre à demeurer au zéro en intercalant en E, entre la boîte ABCD et la terre, une force électromotrice convenable e_0 prise en dérivation sur le circuit d'un daniell.

Dans ces conditions, si l'on fait le vide dans l'appareil, l'équilibre de l'électromètre se maintient d'abord avec la même force électromotrice e_0 de compensation, tant que la pression n'est pas abaissée jusqu'à l'ordre de grandeur du millimètre (seulement, le courant qui prend naissance en l'absence de e_0 devient de plus en plus faible). Pour des pressions inférieures, la force électromotrice de compensation est modifiée. Elle dépasse bientôt celle d'un daniell, augmente constamment et semble croître au delà de toute limite à mesure qu'on se rapproche du vide de Crookes. Si l'on rétablit en E la force électromotrice primitive e_0 qui compensait le phénomène à la pression atmosphérique, on peut, à l'aide du quartz, mesurer le courant néces-

saire pour maintenir l'électromètre au zéro. Ce courant, qui apparaît aux pressions de l'ordre du millimètre, augmente d'abord légèrement avec la raréfaction de l'atmosphère, puis devient sensiblement constant pour le vide de Crookes.

Si, par exemple, le métal intérieur M est du *platine*, et si le métal N des parois internes de la boîte ABCD est de l'*aluminium*, il faut maintenir l'aluminium à un potentiel négatif (inférieur en valeur absolue à 1 daniell) pour obtenir la compensation à la pression atmosphérique.

Dans le vide de Crookes, cette force électromotrice n'est plus suffisante, et il faudrait porter l'aluminium à un potentiel négatif de valeur absolue égale à 30 volts environ, si l'on voulait obtenir la compensation. Si l'on maintient la force électromotrice e_0 qui compensait le phénomène à la pression atmosphérique, on constate que, dans le vide de Crookes, sous l'action des rayons de Röntgen, le platine se charge positivement. Le courant de charge, mesuré à l'aide du quartz, est de l'ordre de grandeur de 10^{-10} ampère quand on utilise, à travers les fenêtres *f* recouvertes d'aluminium mince, une surface d'environ 30^{cm^2} placée à 6^{cm} de la source *l* des rayons de Röntgen.

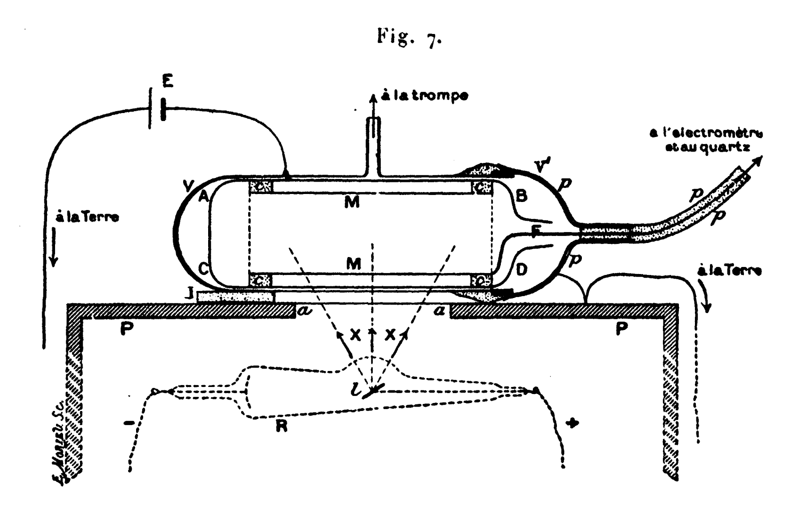
Ce courant est assez faible pour qu'on puisse dire : Tant qu'on n'opère pas dans un gaz raréfié, les rayons secondaires provoquent la conductibilité des gaz en y libérant d'*égales* quantités d'électricité positive et négative. Mais, dans un gaz raréfié, l'on voit que l'influence des charges négatives des rayons secondaires apparaît; alors les rayons X déchargent les corps négatifs plus rapidement que les corps positifs, ou même ils augmentent la charge des corps positifs. Il est remarquable que cette dissymétrie de la décharge, produite *dans le vide* par les rayons de Röntgen qui frappent un métal lourd, est de même sens que la dissymétrie de la décharge des conducteurs frappés par les rayons ultra-violets de Hertz et de Hallwachs.

Des faits peu différents sont obtenus à l'aide de la disposition représentée par la *fig.* 7 : la feuille métallique mince M est alors enroulée en cylindre, et la boîte plate est remplacée par un second cylindre métallique ABCD de même axe que MM. On introduit le système MMABCD dans le récipient V de verre relié à la trompe à mercure, puis on ferme le récipient V avec le couvercle de verre V′ mastiqué au golaz. Avec ce second dispositif, on évite les rentrées d'air plus facilement qu'avec le premier.

Ces faits pourraient, à la rigueur, s'expliquer par une variation continue de la force électromotrice de contact, qui croîtrait dans

d'énormes proportions avec le degré de vide. Cette manière de voir est peu vraisemblable (1). On explique, au contraire, nettement les phénomènes en admettant que les rayons secondaires émis par les

Fig. 7.



métaux en expérience emportent avec eux de l'électricité négative et libèrent, dans le métal, la quantité complémentaire d'électricité positive. Le platine transformant les rayons de Röntgen considérablement plus que l'aluminium, son émission d'électricité négative est de beaucoup plus considérable que l'émission opposée de l'aluminium, et le platine se charge positivement.

On peut renverser le phénomène en mettant l'aluminium en M à l'intérieur et le platine mince ($\frac{1}{100}$ de millimètre) autour de M, en ABCD*f* (*fig.* 6) ou ABCD (*fig.* 7). On constate alors que l'aluminium intérieur M, soumis à l'émission secondaire du platine, recueille de l'électricité négative.

Nous avons fait varier la nature des métaux et constaté en particulier que le plomb et le platine sont parmi les métaux qui émettent le plus de charges négatives sous l'action des rayons X. Viennent

(1) On a démontré que, si l'on fait le vide de Crookes dans un récipient renfermant un condensateur dont les armatures sont formées de deux métaux M et N, la force électromotrice du couple MN n'en est pas altérée; elle est même indépendante de la nature du gaz ambiant, raréfié ou non, tant que l'on ne chauffe pas les métaux M et N dans le vide de manière à en faire dégager les gaz inclus et à les remplacer par un autre gaz (Bottomley, *B.-A. Report*, 1855; Spiers, *Phil. Mag.*, t. XLIX, particulièrement p. 70, janvier 1900).

ensuite l'étain et le zinc. Quant à l'aluminium, des expériences faites avec une enceinte de Faraday tapissée extérieurement d'aluminium et recevant des rayons de Röntgen semblent montrer que les rayons secondaires assez pénétrants de ce corps sont, comme les rayons de Röntgen générateurs, dont ils diffèrent peu, sensiblement dépourvus de charge électrique.

L'intensité des charges électriques négatives des rayons secondaires du métal M, étudiées avec la disposition de la figure 2, ne s'affaiblit pas considérablement lorsqu'on compare un appareil dont l'enveloppe de verre V est relativement mince (1^{mm}) à un autre où elle est plus épaisse (3^{mm}). Avec le dispositif de la figure 1, les rayons X pénétrant dans la boîte ABCD par les fenêtres à travers une feuille d'aluminium d'épaisseur de $\frac{1}{10}$ de millimètre, l'interposition d'une glace de verre de 5^{mm} sur le trajet des rayons de Röntgen affaiblit le phénomène, mais en le laissant comparable à ce qu'il était d'abord; l'interposition d'une lame d'aluminium d'un demi-millimètre sur le trajet des rayons de Röntgen réduit à peine (de moins de $\frac{1}{100}$) l'électrisation négative des rayons secondaires du platine. Les charges négatives des rayons secondaires proviennent donc surtout de l'action exercée sur le métal M par les rayons X les plus pénétrants du faisceau incident. Ce fait est analogue à celui qui a été signalé à propos de l'activité électrique des rayons secondaires ([1]), mais il est ici encore bien plus marqué.

Le rapprochement précédent est en accord avec celui que l'on peut faire au sujet du pouvoir de pénétration des charges négatives lancées par le métal M. Quand, au lieu d'opérer dans le vide, nous avons opéré en plongeant le condensateur MN dans un diélectrique tel que la paraffine, l'ébonite, le phénomène de l'émission d'électricité négative de M en N disparaissait sensiblement. Dans le cas seulement où M et N n'étaient séparés que par une fraction de millimètre de paraffine, l'électromètre accusait encore une faible charge correspondant à des courants de l'ordre de 10^{-12} ampère; les variations de ces faibles courants avec la nature des métaux M et N s'accordaient à faire penser qu'ils étaient dus à l'émission par les métaux lourds de charges négatives rapidement absorbées par la paraffine au voisinage du métal.

Une expérience directe a d'ailleurs montré le faible pouvoir de

---

([1]) G. Sagnac, *De l'Optique des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui en dérivent.* Paris, Gauthier-Villars, 1900, p. 105 et 132.

transmission ([1]) de l'émission électrique du plomb, par exemple : une moitié longitudinale du cylindre de plomb épais MM (*fig.* 2) est recouverte d'une feuille d'aluminium battu, dont l'épaisseur calculée d'après la surface, le poids et la densité 2,7 est de 0,46 micron. Les rayons X frappant le côté nu du cylindre, on observe, à la pression $0^{mm},001$ de mercure, un courant de l'ordre de 10^{-10} ampère dû au bombardement d'électricité négative issue du plomb nu MM; c'est-à-dire que le plomb MM se charge de la quantité complémentaire d'électricité positive, et il faut, pour le maintenir au potentiel zéro pendant $32^s,2$, disposer sur le plateau du quartz piézo-électrique une masse de 500^g en l'abandonnant progressivement à l'action de son poids. L'appareil VV', une fois retourné de 180° autour de son axe, de manière que les rayons X frappent maintenant la face de plomb recouverte d'aluminum battu, l'émission d'électricité négative par le plomb à travers cette feuille d'aluminium correspond à un poids de 500^g pour $53^s,5$, c'est-à-dire n'est plus que les $\frac{3}{5}$ de celle du plomb nu. Ce coefficient de transmission des charges électriques est assez peu différent de celui que présenteraient les rayons cathodiques extérieurs à un tube à vide dans les expériences de Lenard. Il est aussi comparable à celui de l'action électrique de décharge des rayons secondaires, déjà étudié et à celui de l'action radiographique ([2]).

Il importe de remarquer que les mesures des courants d'électricité négative issue des métaux lourds frappés par les rayons X ont, pour des conditions expérimentales données, un sens absolu; la quantité d'électricité transportée par les rayons secondaires est, dans un vide suffisamment poussé, indépendante de la distance parcourue par les rayons secondaires; au contraire, on sait que les intensités des actions électriques radiographiques ou radioscopiques des rayons secondaires et aussi des rayons X, dépendent du mode d'utilisation des rayons et, en particulier, de l'épaisseur d'air du condensateur électrique et de la couche photographique ou luminescente qui les reçoit ([3]). Il

---

([1]) La transmission étudiée ici peut avoir lieu en partie ou en totalité par diffusion postérieure; la même remarque s'applique d'ailleurs à la transmission de l'action électrique de décharge ou de l'action radiographique des rayons secondaires des métaux lourds, telle qu'elle a été, dans certains cas, étudiée par l'un de nous (G. Sagnac, *loc. cit.*, p. 89 et 94).

([2]) G. Sagnac, *loc. cit.*, p. 94.

([3]) G. Sagnac, *loc. cit.*, p. 131.

ne paraît, d'ailleurs, y avoir aucun lien simple entre l'énergie des rayons secondaires, telle qu'on pourrait la mesurer au moyen d'un bolomètre fondé sur l'échauffement d'un métal par ces rayons et la quantité d'électricité négative qu'ils transportent. L'ensemble des faits observés conduit à penser que l'*émission électrique secondaire* des métaux lourds possède des propriétés analogues à celles des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium : les particules d'électricité négative des rayons sont capables de dissocier l'électricité neutre des particules des gaz en quantités d'électricités positive et négative, considérablement supérieures à la quantité d'électricité négative des rayons, tant du moins que le gaz étudié n'est pas trop raréfié. Il ne faut pas confondre la production de ces rayons cathodiques, qui, dans le vide et même en l'absence de tout champ électrique, émanent du métal M frappé par les rayons X, avec la production déjà signalée par l'un de nous (1) d'un flux d'électricité soit positive, soit négative, dans un gaz soumis au champ électrique.

L'action des rayons X et des rayons secondaires sur les gaz n'est pas essentiellement différente de l'action des rayons ultra-violets étudiés par Lenard (2). D'autre part, l'émission des rayons cathodiques par un métal lourd que frappent les rayons X n'est pas plus étrange que le phénomène analogue produit par les rayons ultra-violets : le professeur Righi (3) et, plus récemment, le professeur P. Lenard (4), les professeurs E. Merritt et O.-M. Stewart (5) ont, en effet, trouvé qu'un métal frappé par les rayons ultra-violets émet un flux d'électricité négative, même lorsque la surface métallique frappée par les rayons n'est pas électrisée. Cette émission a les caractères de rayons cathodiques particulièrement absorbables, et l'étude n'a pu en être faite par le professeur Lenard (6) que dans le vide de Crookes.

---

(1) SAGNAC, *C. R.* du 5 février 1900 et l'article précédent : *Nouvelles recherches sur les rayons de Röntgen*, § 5 et 6; *J. de Phys.*, 3e série, t. X, 1901, p. 677 et 680.

(2) Cf. *loc. cit.*, § 7; *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 683.

(3) A. RIGHI, *Atti d. R. Acc. d. Lincei*, p. 81, 1900.

(4) P. LENARD, *Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultra-violettes Licht* (*Drude's Annalen d. Physik*, t. II, 1900, p. 359-370; *J. de Phys.*, 3e série, t. X, 1901, p. 94). Cette émission d'électricité négative permet au professeur Lenard d'expliquer la déperdition d'électricité négative sous l'action des rayons ultra-violets,

(5) E. MERRITT, O.-M. STEWART, *The developement of Kathode Rays by ultra-violet light* (*The Physical Review*, octobre 1900, p. 220); *J. de Phys.*, 3e série, t. X, 1901, p. 578.

(6) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, 1899, p. 241.

L'électrisation négative des rayons secondaires fournit donc une analogie nouvelle entre les rayons X et les rayons ultra-violets. Il devient alors de plus en plus probable qu'il y a, dans les rayons secondaires, des rayons non électrisés de l'espèce même des rayons X incidents qui les produisent en se diffusant ou se transformant.

PROPRIÉTÉ NOUVELLE DES RAYONS CATHODIQUES

QUI DÉCÈLE LEUR COMPOSITION COMPLEXE,

PAR H. DESLANDRES.

Note des *Comptes rendus*, t. CXXIV, 1897, p. 678.

Dans une Note précédente (*Comptes rendus*, 29 mars 1897, p. 678) j'ai exposé les recherches entreprises à l'Observatoire de Paris sur les actions mutuelles des rayons cathodiques et des corps placés à l'intérieur des tubes à gaz raréfié. J'ai montré que tous ces corps, conducteurs ou isolants, influent sur la direction des rayons cathodiques, alors même qu'ils sont anodes ou simplement isolés. Lorsqu'ils sont cathodes ou reliés à la terre, l'action exercée est seulement plus forte en général et d'ailleurs répulsive (1).

Or, dans ces premières recherches, j'ai observé le fait suivant, que j'ai étudié ensuite par des expériences spéciales, et qui est général : *Lorsqu'un rayon cathodique est dévié par un corps voisin, le plus souvent il se divise en même temps en plusieurs rayons distincts qui sont inégalement déviés. Les seconds rayons qui étaient réunis dans le rayon primitif se trouvent ainsi séparés.*

Cette propriété des rayons cathodiques n'avait pas encore été signalée.

Pour cette étude, j'emploie à l'intérieur du tube un écran percé en son milieu d'une fente fine. En deçà de l'écran se trouve la cathode principale. Dans la partie au delà de l'écran on observe sur le verre l'ombre portée par l'écran et, en son milieu, la raie brillante de la fente.

Le tube, d'autre part, ainsi que dans les recherches de la Note précédente, est illuminé par une bobine de Ruhmkorff ordinaire dont

(1) La déviation des rayons a été notée attractive ou répulsive, le point de départ des déviations étant la position des rayons, lorsque le corps agissant est isolé; mais, si l'origine des déviations correspond au cas où le corps est anode, les actions sont seulement répulsives.

les bornes sont réunies aux électrodes, sans solution de continuité, et sans organes supplémentaires.

Dans un premier tube ([1]), qui est celui de la Note précédente, la cathode principale est un disque plan rectangulaire; à côté se trouvait une seconde cathode, mobile, et également plane et rectangulaire. Lorsque chaque cathode est reliée séparément au pôle négatif, la raie brillante de la fente est simple et fine; et, lorsqu'on réunit les deux cathodes, la répulsion habituelle se produit; mais alors, au lieu d'avoir deux raies brillantes, on en a trois ou même quatre distinctes, pour certaines positions de la cathode mobile. Les conditions sont telles qu'une même cathode a dû, sous l'influence de la voisine, émettre deux faisceaux cathodiques distincts, de directions différentes. Si l'on déplace l'écran dans le tube, les cathodes étant fixes, la multiplication des raies se maintient sur une étendue notable du champ.

Cette division curieuse des rayons n'est pas spéciale à ce tube muni de deux cathodes; elle se produit avec une cathode unique qui présente deux surfaces voisines formant un angle, et en particulier avec le disque qui constitue la cathode des tubes ordinaires, dans la partie du tube où ce disque est réuni au verre par un fil normal au disque ([2]). La même division se présente aussi dans les circonstances où apparaissent les surfaces d'interférence de Jauman, et les *Summation Gebilde* de Wiedeman et Schmidt.

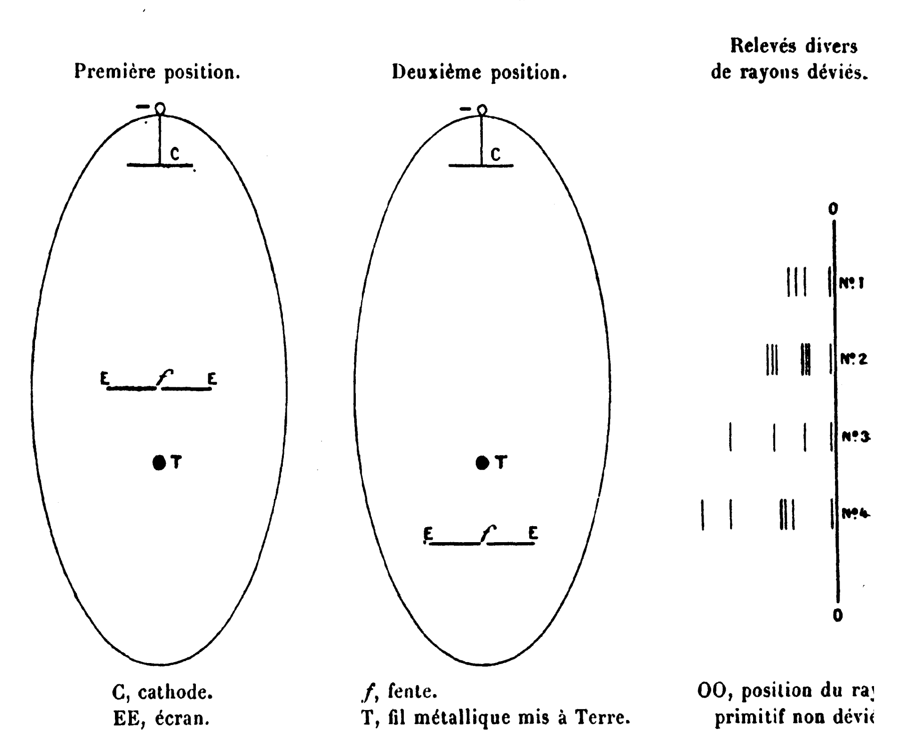
Cependant l'interprétation du phénomène est absolument claire, quand on se place dans les conditions les plus favorables, quand on agit sur un rayon cathodique bien isolé, et à une certaine distance de la cathode, de manière à avoir de fortes déviations.

La cathode, unique, a la forme la plus simple et est un disque plan circulaire; à une certaine distance, on soude au tube un petit appareil que j'appelle *explorateur du champ*. Cet appareil est un bouchon rodé qui, se prolongeant dans le tube, porte d'une part l'écran EE isolé et sa fente F, et d'autre part un fil métallique T, laissé à nu, parallèle à la fente et relié à l'extérieur.

([1]) Sur les trois tubes qui ont servi à ces expériences, deux ont été construits par la maison Chabaud, le troisième par la maison Seguy.

([2]) La déviation inégale des rayons peut les séparer complètement. On explique ainsi facilement les résultats au premier abord singuliers de Jauman qui, avec une cathode concave, obtient sur le verre un cercle brillant entouré d'un anneau distinct et brillant, l'anneau étant d'ailleurs plus sensible aux influences extérieures.

Dans la première position, le rayon, après avoir été isolé par la fente, passe à côté du fil métallique. Lorsque ce fil est isolé, la raie brillante de la fenêtre est simple et fine; mais, si l'on relie le fil T au pôle négatif ou à la Terre, la raie se divise en plusieurs raies moins intenses, inégalement déviées. La dispersion des raies diminue lorsque le rayon est éloigné du fil. Elle est maxima lorsque le fil est cathode; mais alors on est gêné par le rayonnement cathodique du fil. Aussi est-il préfé-



C, cathode.
EE, écran.

f, fente.
T, fil métallique mis à Terre.

OO, position du ra
primitif non dévi

rable de le relier à la Terre, la déviation étant dans nos expériences diminuée environ de la moitié.

L'action du fil mis à la Terre s'étend au champ cathodique tout entier, car, si l'on tourne le bouchon de 180° environ (deuxième position), les raies brillantes sont encore multiples, la séparation des raies variant toujours avec la distance du fil.

Je reproduis ci-contre le relevé précis des raies déviées, fait sur le verre du tube dans plusieurs cas; la raie o étant la raie simple que donne la fente au début, lorsque le fil est isolé.

Si, avec un même tube, on emploie des bobines différentes, les images des raies dispersées présentent des différences et, en même

temps, des points communs ([1]). Les raies les plus déviées apparaissent aux très basses pressions.

La séparation, la dispersion des raies augmentent en même temps que la surface du fil T estimée parallèlement aux rayons; elle augmente aussi avec la différence de potentiel entre le fil et l'anode, pour une même différence de potentiel entre l'anode et la cathode.

Cette division par l'action d'un corps voisin peut être rapprochée d'une division analogue réalisée par l'action de l'aimant dans les expériences de Lénard et de Birkeland. Le manque d'aimants convenables ne m'a pas permis de reconnaître si la division du rayon était la même dans les deux cas.

La complexité du rayon cathodique est nettement décelée par ces recherches; elle doit contribuer à nous faire connaître la nature exacte de ces rayons, qui nous échappe encore ([2]). Dans cet ordre d'idées, on est conduit à poser les questions suivantes : Les rayons inégalement déviés ont-ils la même vitesse de propagation? Sont-ils émis successivement ou simultanément? Comment varie leur déviation pour des distances croissantes à la cathode? La difficulté des observations dans le vide ne permet pas une réponse immédiate.

Ces recherches, d'ailleurs, ont un réel intérêt non seulement pour les physiciens, mais pour les astronomes. Les conditions nécessaires à la production des rayons cathodiques se présentent dans les corps célestes et en particulier dans l'atmosphère solaire. On peut, sur cette division des rayons cathodiques, appuyer une théorie des comètes qui explique la division de leur queue ([3]).

([1]) On est ainsi conduit à penser que cette division par l'action d'un corps voisin pourra fournir : 1° un moyen original d'étudier les appareils électriques qui produisent de hauts potentiels; 2° un caractère distinctif de la nature chimique du gaz intérieur et même de la cathode.

([2]) Cependant ces premiers résultats sont plutôt favorables à la théorie du bombardement moléculaire, présentée par Crookes.

([3]) Ces recherches ont été faites avec l'aide de mes deux assistants, Millochau et Mittau.

EXPLICATION SIMPLE

DE

PLUSIEURS PHÉNOMÈNES CÉLESTES ET TERRESTRES

PAR

LES RAYONS CATHODIQUES ET LES FILES DE PARTICULES ÉLECTRISÉES,

PAR H. DESLANDRES.

Goldstein est le premier qui ait admis, en 1881, la possibilité d'une émission de rayons cathodiques par le Soleil (*Wiedemanns Annalen*, t. XII, p. 266 et *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 1201).

« Je voudrais insister sur ce que certains phénomènes de nature électrique et magnétique qui (à cause des coïncidences de leurs périodes, ou de leurs époques avec certaines variations solaires), ont été mis en relation avec l'influence électrostatique ou électromagnétique du Soleil, s'expliquent peut-être plus convenablement par des courants électriques qui traversent l'espace interplanétaire en émanant de la masse centrale. Les expériences faites en éliminant de plus en plus le milieu pondérable n'indiquent aucune limite de la propagation de cette singulière forme d'énergie que nous observons dans les rayons cathodiques. Or, il paraît admissible que le Soleil, outre les rayons optiques, émet aussi des rayons cathodiques dans un vaste espace. Même en plaçant l'anode tout près de la cathode, on observe que les rayons cathodiques, indépendamment de la position de l'anode, traversent l'espace en ligne droite, sans limite observable. Donc, pour une telle communication électrique avec le Soleil, il ne serait pas indispensable que la Terre elle-même représentât une source ou un pôle de la décharge; mais il se pourrait très bien que les décharges, dont les pôles se trouveraient tous deux sur le Soleil, produisissent des rayons cathodiques émanant du Soleil dans l'espace céleste. »

Plus tard, en 1894, Paulsen (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Copenhague*) est frappé par les analogies des rayons cathodiques avec les rayons des aurores boréales; il attribue ces dernières à des

rayons cathodiques qui prennent naissance dans les couches supérieures de notre atmosphère, mais sans indiquer la cause précise de leur production.

En juin 1896 (*Archives des Sciences physiques et naturelles*) Birkeland, après avoir reconnu dans le laboratoire le phénomène appelé par lui *succion des rayons cathodiques par un pôle magnétique*, est conduit à admettre l'émission de rayons cathodiques par le Soleil. Ces rayons, arrivant dans le voisinage de la Terre, sont sucés et comme attirés par les pôles magnétiques terrestres et donnent naissance aux aurores boréales.

Au même moment, Deslandres (*Observations de l'éclipse totale du* 16 *août* 1893. Gauthier-Villars, mars 1896, et *Annales du Bureau des Longitudes*, t. V) est conduit par l'étude même du Soleil à admettre l'émission de rayons cathodiques par les couches supérieures de la chromosphère et à expliquer ainsi la couronne solaire.

Après avoir montré que la chromosphère, par la nature même de son spectre, doit son illumination à une cause électrique, et après avoir assimilé la chromosphère tout entière au phénomène de l'électricité atmosphérique terrestre, l'auteur ajoute (p. 70) :

« *Hypothèses particulières sur la couronne dans la théorie électrique. Hypothèse cathodique.* — La question de la chromosphère étant éclaircie, l'étude de la couronne doit être plus facile. Le spectre de la couronne montre que les petites atmosphères entourant les poussières coronales doivent être illuminées électriquement. Comme la chromosphère est une vaste étincelle électrique, une cause admissible apparaît immédiatement; les petites atmosphères sont illuminées par induction, comme dans l'expérience classique des tubes de Gessler. D'autre part, la lumière à spectre continu de la couronne peut être attribuée à la température encore relativement élevée de la poussière.

» Mais comment expliquer la forme si particulière des files de poussières qui constituent les aigrettes caractéristiques? La difficulté est plus grande; car il n'y a pas d'analogie, notre atmosphère n'ayant pas encore montré de phénomènes comparables aux rayons de la couronne.

» Les hypothèses peuvent être nombreuses, car le contrôle est difficile. M. Huggins suppose des particules chargées de la même électricité que les couches plus basses, d'où répulsion. Au-dessus des facules, les courbes équipotentielles étant plus rapprochées, comme on

l'a vu plus haut, les charges et les répulsions pourraient être plus fortes ([1]).

» Je propose une autre hypothèse, meilleure à mon sens, qui assimile les aigrettes coronales aux rayons cathodiques des gaz raréfiés. Les couches supérieures de la chromosphère sont fortement électrisées et à pression très basse; si l'électrisation est négative ([2]), on a justement les conditions spéciales des tubes de Crookes. Les plages brillantes de la chromosphère émettraient des jets cathodiques plus actifs que ceux des régions voisines, rectilignes et à peu près normaux, qui illumineraient par phosphorescence les poussières cosmiques répandues autour du Soleil. Les formes, au premier abord si singulières de la couronne et de ses rayons droits ou courbes ([3]), s'expliquent très simplement de cette manière.

» Mais l'observation de la couronne est trop peu avancée pour que l'on puisse sérieusement discuter ces hypothèses; il suffira d'ajouter que les jets coronaux peuvent, à juste titre, être rapprochés des queues cométaires, qui ont les mêmes formes. Il est possible que la même cause agisse dans les deux cas. »

L'auteur revient sur la question dans plusieurs Notes successives des *Comptes rendus*, t. CXXIV, 1897, p. 678 et p. 1297; t. CXXVI, 1898, p. 1323. Dans cette dernière, intitulée : *Explication simple de plusieurs phénomènes célestes par les rayons cathodiques*, 9 mai 1898, on relève le passage suivant :

« L'étude spectrale de la chromosphère ou partie basse de l'atmosphère solaire montre qu'elle est un phénomène électrique qui, même, est comparable au phénomène de l'électricité atmosphérique terrestre.

([1]) Dans cette hypothèse, il faut tenir compte de la lumière ultra-violette, qui est émise fortement par le disque, et qui, d'après les recherches récentes (Hallwachs, Righi, Elster et Geitel), a la propriété de décharger les corps électrisés et de leur imposer une charge finale positive, relativement faible et variable avec la pression du gaz ambiant.

([2]) Sur la Terre, d'après la variation du potentiel avec la hauteur, les couches supérieures de l'atmosphère seraient, au contraire, positives par rapport au sol.

([3]) Les formes courbes seraient dues au champ magnétique et aux répulsions mutuelles des rayons. On explique aussi aisément, par cette hypothèse, l'égale intensité de la raie verte de la couronne dans les jets et dans leurs intervalles. En effet, avec les poussières coronales l'éclat des petites atmosphères illuminées par induction doit être à peu près uniforme, lorsque la distance à la chromosphère est grande; mais les poussières elles-mêmes, qui brillent par phosphorescence, ont des éclats très inégaux, variables avec les directions des jets cathodiques.

Or la partie haute de la chromosphère est électrisée et raréfiée, et, donc, doit émettre des rayons cathodiques. Ces rayons, à peu près normaux à la surface solaire, sont plus intenses aux points où la chromosphère est elle-même plus brillante, c'est-à-dire au-dessus des taches et facules ([1]). J'explique alors aisément, d'abord la couronne entière du Soleil avec ses rayons, ensuite les comètes avec leurs queues multiples, et les relations avec le magnétisme terrestre.

» Mais, dans cette explication et pour les comètes en particulier, je n'ai pas recours, comme Goldstein, aux rayons cathodiques secondaires et à la déflexion, au moins pour les parties principales du phénomène. Je n'ai pas écrit le passage cité : « La déflexion explique » bien la force répulsive émanée du Soleil ». Le sujet de la phrase est tout autre. J'ai écrit : « L'émission de rayons cathodiques par la » chromosphère supérieure explique bien... » (*Comptes rendus*, t. CXXIV, p. 678).

» En fait, pour moi, la force répulsive du Soleil est due simplement à la répulsion bien connue que le rayon cathodique primaire exerce sur le corps qu'il frappe (Crookes). Si l'on considère une petite particule, l'attraction du Soleil ou de tout autre corps est proportionnelle à sa masse; mais la répulsion du rayon cathodique est proportionnelle à sa surface, et, avec une particule suffisamment petite, peut dépasser l'attraction. C'est ainsi que les petites particules qui occupent les parties hautes des atmosphères stellaires sont repoussées par les rayons cathodiques et donnent naissance aux rayons de la couronne solaire et aux queues des comètes ([2]).

» Le rayon cathodique échauffe et illumine par phosphorescence les corps qu'il rencontre, d'où en partie la lumière propre de la couronne solaire et des comètes.

» Le rayon cathodique apporte avec lui une charge négative (Perrin), ce qui modifie le champ électrique et magnétique de l'astre, et produit des décharges électriques (lumière propre des comètes, aurores boréales) et aussi les orages magnétiques terrestres.

([1]) Ainsi donc, les rayons cathodiques sont émis par une partie bien déterminée non pas du Soleil lui-même, mais de son atmosphère; les rayons lumineux sont émis par la surface même du Soleil.

([2]) Les queues multiples sont dues soit à la présence de particules différentes (d'après les idées de Bredikhine), soit à la divison du rayon cathodique solaire en rayon simples.

La répulsion par le Soleil se produit facilement à cause de la faible masse de la comète, qui exerce ainsi une attraction minime.

» En résumé, les phénomènes cathodiques se passent dans l'espace interplanétaire entre les parties hautes des atmosphères stellaires, parties suffisamment raréfiées pour permettre l'émission et la propagation des rayons [1].

» Je signale en terminant une conséquence de la théorie, qui se prête à une vérification. Les variations passagères d'éclat des comètes doivent correspondre au passage de fortes taches près de la ligne qui joint la comète au centre du Soleil. »

Plus tard, Deslandres explique les formes singulières et caractéristiques des nébuleuses par une émission de rayons cathodiques. *Voir* les Notes des *Comptes rendus : Sur la force répulsive et les actions électriques émanées du Soleil*, t. CXXXIV, 20 mai 1902, p. 1134, et *Extension de l'hypothèse cathodique aux nébuleuses*, t. CXXXIV, 23 juin 1902, p. 1486. Ci-joint un extrait de cette dernière Note.

« La lumière des nébuleuses est attribuée par Arrhénius aux particules électrisées, et par Nordman aux ondes hertziennes qui leur arrivent de tous les points de l'espace. Ces explications sont inadmissibles ; car, par l'effet des mêmes causes, l'atmosphère terrestre devrait avoir, la nuit, un éclat au moins égal. La cause de cette lumière doit être dans la nébuleuse elle-même.

» La forme spirale reconnue dans plusieurs nébuleuses par Lord Rosse, mais d'une manière incomplète, a été relevée exactement par les photographies de Roberts, et de plus a été trouvée très générale ; ce résultat a été complété pour les petites nébuleuses avec les instruments de Lick et de Meudon. Sur les dessins de Lord Rosse, la nébuleuse spirale ressemble aux tourbillons des rivières ; sur les photographies, on aperçoit seulement avec netteté deux spires diamétralement opposées ou symétriques par rapport au noyau, chaque spire étant parfois double ou multiple, exactement comme les queues doubles et multiples des comètes. Nordman explique ces formes par la force centrifuge : mais cette force, qui est fictive et n'a pas d'existence réelle, ne fournit qu'une apparence d'explication.

» De mon côté, j'ai cherché simplement dans le système solaire, plus voisin de nous et plus accessible, des phénomènes semblables,

---

(1) D'après ces idées, les planètes, grâce à leur électricité atmosphérique, doivent émettre aussi des rayons cathodiques, et présenter aussi, sous l'action des autres astres, mais en très petit, le phénomène des queues cométaires.

et c'est ainsi que j'ai comparé la nébuleuse à une comète double ou, mieux, au système formé par le Soleil et les deux rayons coronaux diamétralement opposés qui correspondent aux deux belles protubérances également opposées que l'on observe si souvent. Or, les causes appliquées déjà à la genèse des rayons coronaux peuvent, si on les suppose agrandies, expliquer la nébuleuse et ses spires. Tel est le point capital de ma théorie.

» La cause, d'ailleurs inconnue, qui produit les protubérances opposées, donne lieu, si elle est beaucoup plus active, à deux énormes jets coronaux ou cathodiques, qui, une fois formés avec une masse appréciable, persistent pendant un temps très long, grâce au phénomène permanent de marée provoqué dans l'astre central. Quant à la forme courbe des jets, elle s'explique aisément, en supposant au noyau un état magnétique semblable à celui de la Terre. Les files de particules (¹), voisines du plan équatorial, électrisées et repoussées, sont courbées par la force magnétique dans le sens des spires, la courbure étant proportionnelle à l'intensité du champ et en raison inverse de la vitesse des particules. On explique de même les courbures des rayons coronaux solaires, et la concentration de l'aurore boréale aux pôles terrestres.

» Quant au noyau de la nébuleuse, dans notre théorie, il émet un rayonnement cathodique, lequel, comme on sait, est possible même avec des corps obscurs (en particulier les corps radioactifs). J'ai noté incidemment que certains noyaux sont riches en rayons ultra-violets qui ionisent les gaz et favorisent indirectement l'émission cathodique.

» En résumé, l'hypothèse cathodique, appliquée successivement au Soleil, aux comètes, à la Terre, aux nébuleuses, explique bien les faits qui, au premier abord, paraissent les plus énigmatiques. Elle s'appuie sur les grands travaux de laboratoire poursuivis depuis 20 ans sur les gaz raréfiés et les tubes à vide, et prend donc naturellement sa place dans le domaine astronomique, constitué surtout par des espaces vides et des atmosphères à basse pression. L'expérience

---

(¹) Ces particules sont des particules de condensation, de dimensions et de vitesses variables. Les spires doubles et multiples s'expliquent comme les queues doubles et multiples des comètes, d'après les idées de Bredichin.

Le rayonnement cathodique de vitesse variable repousse et électrise ces particules de condensation; il doit aussi très probablement repousser les gaz, puisque, suivant les expériences de J.-J. Thomson, la très petite particule qui constitue le rayon cathodique est deux mille fois plus petite que l'atome d'hydrogène.

indique que, dans les gaz raréfiés, l'énergie électrique prend la forme cathodique; aussi le rayonnement cathodique, qui est doué d'ailleurs de propriétés remarquables, doit jouer un rôle important dans les phénomènes célestes. »

D'autre part Arrhénius explique les mêmes phénomènes d'une façon assez différente. Il fait intervenir aussi les rayons cathodiques et les électrons négatifs; mais il accorde une importance plus grande à d'autres particules relativement plus grosses (de diamètre compris entre $1^{\mu},5$ et $0^{\mu},1$) qui sont des particules de condensation formées autour des ions de l'atmosphère solaire, et chassées du Soleil par la pression de radiation. Il s'appuie sur les expériences toutes récentes de Lebedew, Hull et Nichols sur la répulsion due au rayonnement solaire lumineux, de Wilson sur la condensation dans les gaz ionisés; et il adopte pour le Soleil les idées nouvelles émises par Elster et Geitel pour expliquer l'électricité atmosphérique terrestre.

Arrhénius a exposé sa théorie d'une manière magistrale dans plusieurs Mémoires : *Sur la cause de l'aurore boréale* (*Annales de Drude*, 1901 et *Revue générale des Sciences*, janvier 1902). *Sur l'équilibre électrique du Soleil*, 1904 (*Monthly Notices of the Royal astronomical Society*), et enfin dans le *Lehrbuch der kosmischen Physik*, 1903.

Il suffira de donner un extrait de ce dernier Ouvrage, extrait qui résume assez bien les idées principales de l'auteur.

Lehrbuch der kosmischen Physik, t. I, p. 149.

« Les éruptions solaires laissent, par la condensation des vapeurs dans les couches gazeuses à basse pression de la couronne, de petites particules liquides et solides. Dans les recherches de laboratoire les plus récentes, on a obtenu des pellicules liquides de $0^{\mu},005$ d'épaisseur et l'on peut admettre l'existence dans la nature de gouttelettes liquides d'un diamètre égal. Or des gouttelettes opaques du diamètre de $1^{\mu},500$, $0^{\mu},600$ et $0^{\mu},220$, qui ont respectivement les densités de l'eau, du granit et du fer, subissent par le fait du rayonnement solaire une répulsion égale à l'attraction newtonienne; donc des particules plus petites doivent être repoussées avec une force qui augmente avec la petitesse. Si la particule réfléchit la lumière, la répulsion est plus forte. Par suite, dans une éruption solaire, les petites particules se déplacent mieux vers l'extérieur que les grandes. Le même phénomène se présente dans les queues cométaires, formées

aussi par des particules liquides et solides. De la courbure des queues cométaires on peut déduire que la répulsion est inversement proportionnelle au carré de la distance; et cette répulsion, calculée d'après la grandeur de la courbure, a été trouvée égale à 18,5, 3,2 et 2 fois l'attraction solaire. »

Ces particules s'éloignent du Soleil dans toutes les directions; elles sont influencées au départ par les courants atmosphériques solaires. et ensuite se rapprochent d'une droite dirigée vers le Soleil. Probablement, à cause de la rotation lente du Soleil, ces courants de particules sont légèrement courbes, comme les queues des comètes; mais cette courbure nous échappe, parce que la Terre est très voisine du plan équatorial solaire. Ces files de poussière doivent former les rayons particuliers de la couronne extérieure qui s'étendent dans les régions où l'activité solaire est maxima.

De plus, il est très probable que ces particules sont électrisées et même électrisées négativement. Les éruptions solaires, comme l'ont admis Zollner et, avant lui, Respighi et Tacchini, sont accompagnées de décharges électriques extrêmement fortes, ainsi que les volcans terrestres; et, sur le Soleil, tout doit être à une échelle beaucoup plus grande.

Une conséquence de ces décharges, de celles surtout qui ont lieu dans la partie supérieure de l'atmosphère, est la production de rayons cathodiques. Ces derniers ont la propriété merveilleuse de rendre les gaz conducteurs et de diviser leurs molécules en ions positifs et négatifs. Ces ions, d'après les recherches de J.-J. Thomson et de son élève Wilson, sont des centres de condensation pour les vapeurs voisines de leur point de saturation; de plus, la condensation est plus forte sur les ions négatifs. Les gaz rejetés par les éruptions donneront donc, par la condensation principalement, des particules négatives. Les plus grosses retombent sur le Soleil et lui donnent une charge négative; les autres sont repoussées, et les parties extérieures de l'atmosphère solaire prennent une charge positive.

Les particules négatives repoussées sont soumises non seulement à la pesanteur et à la répulsion du rayonnement; mais encore aux forces électriques qui les attirent vers le Soleil. Toutes ces forces sont en raison inverse du carré des distances.

Cette poussière solaire des éruptions est rejetée de la surface solaire dans toutes les directions de l'espace. Comme, d'après les observations de Ricci et Mounder, elle met de 20 à 30 heures pour atteindre la Terre, la force totale de répulsion doit dépasser de 2,5 à 3 fois la pesanteur.

Quelques-unes de ces gouttelettes négatives parviennent dans l'atmosphère terrestre et sont retardées dans les couches d'air élevées, comme les étoiles filantes. Ainsi que les rayons lumineux solaires, elles tombent en plus grande quantité, là où le Soleil est le plus haut sur l'horizon, c'est-à-dire entre les cercles tropiques; un petit nombre arrive aux régions polaires. Les couches les plus élevées de notre atmosphère seront alors fortement chargées avec des particules négatives; ces dernières seront transportées par les vents à des latitudes plus élevées. D'ailleurs ces charges négatives des couches d'air supérieures entraîneront des décharges qui donneront naissance à des rayons cathodiques.

Récemment Paulsen a montré, dans ses *Recherches sur l'aurore polaire,* que cette dernière a les propriétés des rayons cathodiques. Il restait à résoudre la question difficile de l'origine de ces rayons. Cette difficulté disparaît avec les explications précédentes.

THÉORIE ÉLECTRONIQUE DES MÉTAUX,

PAR P. DRUDE.

Traduit de l'allemand par Paul LANGEVIN.

Annalen der Physik, t. I, 1900, p. 566; t. III, 1900, p. 369.

PREMIÈRE PARTIE.

L'idée que la conductibilité électrique des métaux n'est pas essentiellement différente de celle des électrolytes, en ce sens que le passage du courant y est également lié au transport de petites particules électrisées, fut émise tout d'abord par W. Weber et développée plus tard par Giese (¹). Je désignerai ces particules par le nom moderne d'*électrons* ou plus commodément par celui de *centres électrisés* et par abréviation *centres*. Je n'emploierai pas les mots *corpuscules* ou *ions* parce que ces expressions impliquent l'idée d'une masse pondérable, très petite il est vrai, liée à la particule électrique. Je crois préférable de réserver le mot *ions* pour les agrégats de centres électrisés et de masses pondérables, comme ceux qui se présentent dans les électrolytes.

Nous laisserons de côté la question de savoir si un électron possède ou non une masse pondérable. Remarquons seulement qu'il n'est pas nécessaire de lui supposer une semblable masse, bien qu'il possède une énergie cinétique et une inertie, manifestée par exemple dans la déviation magnétique des rayons cathodiques et dans les propriétés optiques des métaux. Tout électron en mouvement est équivalent à un courant et s'entoure d'un champ magnétique, de sorte que toute action qui tend à changer la vitesse ou la direction du mouvement éprouve une résistance due à la nécessité de modifier ce champ magnétique, à la *self-induction de l'électron*. De même que la self-induction d'un courant d'intensité donnée est d'autant plus grande que

(¹) W. GIESE, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 576.

ce courant circule dans un conducteur de plus faible section, la *masse électromagnétique d'un électron doit dépendre de sa charge et de l'espace occupé par celle-ci.* Nous verrons plus loin comment cette masse peut être calculée approximativement.

Ce point de vue présente l'avantage suivant sur la conception ordinaire qui donne à l'électron une masse pondérable : la conductibilité métallique diffère de la conductibilité électrolytique en ce sens que le passage du courant dans un métal ne s'accompagne d'aucun transport de matière et que le métal reste inaltéré, aux effets près de Joule et de Thomson. Pour expliquer cette différence entre un métal et un électrolyte, Giese suppose que l'électron conducteur vient après un faible parcours céder sa charge aux particules matérielles qu'il rencontre. Cet échange de charges est difficile à concevoir et conduit à des complications qu'on ne peut éviter sans introduction de nouvelles hypothèses. Il est préférable d'éviter dans la mesure du possible l'introduction de semblables échanges.

On peut y parvenir en admettant que les électrons présents dans tous les métaux sont identiques, non seulement au point de vue de leur charge mais aussi de leur masse pondérable, quoique de deux sortes, positifs et négatifs. On évite ainsi, même en supposant différentes les mobilités des électrons positifs et négatifs, d'introduire, si le courant passe dans un circuit entièrement métallique, des déplacements de matière analogues à ceux qui se produisent dans les électrolytes (changements de concentration aux électrodes).

Cette conception nécessite que les rapports de la charge à la masse par les électrons positifs et négatifs soient deux constantes universelles, ce qui ne paraît pas s'accorder avec les propriétés optiques des métaux, si l'on tient compte des propriétés galvano et thermomagnétiques. On évite à la fois toutes ces difficultés en considérant les électrons comme dépourvus de masse matérielle.

J'ai étudié récemment [1] les propriétés optiques des métaux au point de vue de la théorie des électrons et reconnu qu'il est nécessaire dans le cas de l'or et du cuivre d'admettre l'existence d'électrons liés aux molécules ou atomes matériels et occupant des positions fixes dans le métal. Ce résultat m'a conduit à un examen attentif des phénomènes de conductibilité électrique et thermique, d'effet Thomson, d'électrisation de contact, de thermo-électricité, et des propriétés galvano- et thermomagnétiques pour essayer d'en tirer des indications

[1] P. DRUDE, *Phys. Zeitsch.*, t. I, 1900, p. 161.

sur le nombre des électrons libres et le nombre des électrons liés présents dans un métal, les premiers intervenant seuls dans les propriétés optiques.

1. — Hypothèses fondamentales.

Nous admettrons tout d'abord l'existence d'un nombre quelconque d'espèces différentes de centres mobiles ou électrons, qui pourront porter des charges différentes e_1, e_2, e_3, ... en unités électrostatiques. Ces charges peuvent différer non seulement par le signe, mais par la valeur absolue.

Nous admettrons cependant plus tard, pour tenir compte de la structure atomique des charges électriques, que les e_n sont des multiples entiers d'une charge élémentaire e. Il est au moins, *a priori*, possible qu'une semblable polymérisation des charges atomiques se produise.

Si par exemple on a $e_2 = 2e$, nous appellerons les électrons de l'espèce 2 des *centres positifs doubles*, et si $e_2 = -2e$ des *centres négatifs doubles*. Les nombres de centres par unité de volume (centimètre cube) à la température absolue T seront N_1, N_2, N_3, ...

Nous appliquerons à ces centres mobiles les conceptions de la théorie cinétique des gaz. Le fait qu'un électron positif et négatif, malgré leur attraction considérable, ne se recombinent pas mais restent indépendamment mobiles, s'explique par leur énergie cinétique supérieure à une certaine limite. Les atomes matériels du métal possèdent aussi une énergie cinétique, mais oscillent autour d'une position fixe.

Pour ne pas trop compliquer le problème, supposons que tous les centres d'espèce 1 se meuvent en tous sens avec la même vitesse d'agitation u_1 à la température T. Soit l_1, leur chemin moyen de libre parcours. Les quantités u_2, l_2 auront des significations analogues pour l'espèce 2, etc.

L'énergie cinétique d'un centre d'espèce 1 aura pour valeur $\frac{1}{2} m_1 u_1^2$. m_1 comprend la masse pondérable si l'électron en possède une. En son absence m_1 représente simplement la masse calculable à partir de la self-induction de l'électron mobile; nous appellerons m_1 la *masse apparente* d'un centre d'espèce 1.

D'après un théorème de Boltzmann ([1]) l'énergie cinétique moyenne de *translation* doit être la même pour des particules d'espèces diffé-

---

([1]) BOLTZMANN, *Théorie des gaz*, Trad. Gallotti, t. I, p. 48.

rentes en équilibre thermique. Nous poserons, par suite,

$$\frac{1}{2} m_1 u_1^2 = \frac{1}{2} m_2 u_2^2 = \ldots = \alpha T \tag{1}$$

où T est la température absolue et α une constante universelle. Nous n'admettrons pas d'énergie cinétique intérieure (rotation) pour les centres, même complexes. Un centre simple n'est autre chose pour nous qu'une région de l'éther vers laquelle convergent ou dont partent $4\pi e$ lignes de force électriques, un centre double correspondant à un flux $8\pi e$, etc.

Même dans le cas où des centres simples seraient seuls présents, leur masse apparente pourra varier d'un métal à l'autre puisque les molécules environnantes peuvent modifier la self-induction. De façon plus générale on peut même supposer que dans une substance homogène comme un alliage métallique, diverses espèces de centres de même signe peuvent exister avec la même charge et des masses différentes.

Si une portion du corps ne possède aucune charge électrique libre, on ne doit pas nécessairement avoir

$$e_1 N_1 + e_2 N_2 + \ldots = 0, \tag{2}$$

car cette équation ne doit être satisfaite que si les N représentent le nombre total des centres, tandis qu'ils ne signifient pour nous que le nombre des électrons libres.

Si l'équation (2) n'est pas satisfaite dans une région non électrisée, il doit s'y trouver des électrons liés.

En général, nous admettrons l'existence de semblables électrons liés. Les propriétés des rayons cathodiques et des rayons canal semblent montrer que dans les métaux les électrons liés sont chargés positivement, et cela résulte aussi du fait que dans les électrolytes les ions métalliques sont toujours positifs. Les rayons cathodiques consistent en une projection d'électrons négatifs libres, les rayons canal en une projection d'électrons positifs libres et liés; ces derniers entraînent avec eux des atomes métalliques et possèdent une masse matérielle qui correspond au poids atomique du métal [1]. Leur énergie cinétique se compose presque uniquement de celle de la masse entraînée, et par suite leur vitesse est beaucoup plus faible que celle des électrons libres. Peut-être des recherches quantitatives sur les rayons catho-

---

[1] E. RIECKE, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 570.

diques et canal permettront-elles de déterminer le nombre des électrons libres et liés dans un métal.

2. — La constante universelle α.

On démontre en théorie cinétique des gaz que la pression p exercée à la température T par N molécules contenues dans un centimètre cube et possédant la masse m et la vitesse d'agitation u est donnée par

$$p = \frac{1}{3} N m u^2.$$

Si nous posons

$$\frac{1}{2} m u^2 = \alpha T,$$

il vient

$$p = \frac{2}{3} \alpha N T. \tag{3}$$

Cette loi des gaz s'est trouvée exacte aussi pour la pression osmotique, avec la même constante numérique α.

Si un métal est plongé dans un électrolyte, les électrons libres dans le métal doivent posséder, quand l'équilibre thermique est établi, la même énergie cinétique que les ions dans l'électrolyte. La constante α qui figure dans notre équation (1) doit donc être aussi celle relative au gaz ([1]).

D'après Loschmidt ([2]), le nombre N des molécules contenues dans 1^{cm^3} de gaz à 25° C. ou 298° absolus sous la pression de 1^{atm} est compris entre $0,025 \times 10^{20}$ et $2,5 \times 10^{20}$. Donc à 0° C., pour $T = 273$, N est compris entre $0,027 \times 10^{20}$ et $2,7 \times 10^{20}$. Les valeurs données par Richarz ([3]) pour N sont du même ordre de grandeur. Supposons, pour obtenir un ordre de grandeur de la constante α, le nombre des molécules contenues dans 1^{cm^3} de gaz sous les conditions normales égal à 10^{20}; on déduit de (3), comme 1^{atm} vaut $1,013 \times 10^6$ dynes par centimètre carré,

$$1,013 \times 10^6 = \frac{2}{3} \alpha \times 10^{20} \times 273,$$

d'où

$$\alpha = 5,6 \times 10^{-17}. \tag{4}$$

([1]) On verra au paragraphe II que cette valeur de α est nécessaire pour le raccord de notre théorie à celle de Nernst sur les électrolytes.

([2]) Boltzmann, *Théorie des gaz* (*Trad. Gallotti*, p. 77).

([3]) F. Richarz, *Wied. Ann.*, t. LII, 1904, p. 395.

3. — Conductibilité thermique, le nombres des centres étant supposé indépendant de la température.

Nous poserons en principe que la transmission de chaleur ne peut se produire que grâce aux chocs des électrons, c'est-à-dire que les atomes pondér bles ne se heurtent pas dans leurs oscillations autour de leur position d'équilibre, et ne transmettent par suite aucune énergie. Si le nombre des centres de chaque espèce n'est pas modifié par un changement de température, la conductibilité calorifique se calcule aisément par les procédés de la théorie cinétique. On y démontre ([1]) que, si chaque molécule possède une quantité G d'une grandeur Q, la quantité de Q qui traverse par unité de temps l'unité de surface perpendiculaire à la direction de l'axe des x grâce au mouvement moléculaire, est donnée par

$$\Gamma = \frac{ulN}{3}\frac{\partial G}{\partial x}. \tag{5}$$

Comme d'après (1) chaque centre transporte la quantité de chaleur αT, le flux de chaleur W par unité de surface et par unité de temps est

$$W = \frac{\alpha}{3}(u_1 l_1 N_1 + u_2 l_2 N_2 + \ldots)\frac{\partial T}{\partial x}. \tag{6}$$

W est ici mesuré en unités mécaniques; la conductibilité calorifique est donc, en unités correspondantes ([2]),

$$k = \frac{1}{3}\alpha(u_1 l_1 N_1 + u_2 l_2 N_2 + \ldots). \tag{7}$$

Comme le nombre N des centres de chaque espèce est constant dans toute l'étendue du métal, puisqu'il est indépendant de la température par hypothèse, il passe à travers chaque surface tracée dans le métal le même nombre d'électrons de chaque espèce dans les deux sens; il y a donc flux de chaleur, l'énergie transportée n'étant pas la même dans les deux sens, *mais aucun courant électrique. Dans un*

([1]) BOLTZMANN, *loc. cit.*, p. 72.

([2]) Le facteur numérique $\frac{1}{3}$ doit, d'après un calcul plus exact, être remplacé par 0,35. *Cf.* BOLTZMANN, *loc. cit.*, p. 73.

semblable corps il ne s'établit aucune différence de potentiel par suite de la différence de température.

4. — Conductibilité électrique.

Dans l'intervalle de deux chocs le mouvement de l'électron m_1 dans un champ électrique X est déterminé par

$$(9) \qquad m_1 \frac{d^2\xi}{dt^2} = X e_1,$$

si ξ est le déplacement projeté sur la direction du champ. Désignons par τ_1 le temps qui s'écoule entre deux chocs

$$(10) \qquad u_1 \tau_1 = l_1,$$

d'où, d'après (9),

$$(11) \qquad m_1 \xi_1 = \frac{1}{2} X e_1 \tau_1^2 + a\tau_1 + b.$$

Sous l'action d'un champ électrique X pendant un temps quelconque, l'électron se comporte comme si à sa vitesse d'agitation en tous sens se superposait une vitesse parallèle au champ ayant pour valeur

$$(12) \qquad u_x = \frac{1}{2} X \frac{e_1 \tau_1}{m_1},$$

puisque l'électron parcourt, d'après (11), sous l'action du champ électrique X un chemin $\tau_1 u_x$ pendant le temps τ_1 et par suite pendant un temps quelconque t le chemin tu_x.

D'après (10) on peut écrire l'expression (12)

$$u_x = \frac{1}{2} e_1 X_1 \frac{l_1}{m_1 u_1} = \frac{1}{2} e_1 X \frac{l_1 u_1}{m_1 u_1^2};$$

par comparaison avec l'équation (1), on en déduit

$$(13) \qquad u_x = e_1 X \frac{l_1 u_1}{4\alpha T}.$$

Désignons par v_1 le coefficient de $e_1 X$; c'est la vitesse moyenne avec laquelle le centre se déplace sous l'action d'une force égale à 1 dyne; on peut l'appeler *la mobilité du centre d'espèce* 1. D'après

(13), cette quantité a pour valeur

$$(14) \qquad v_1 = \frac{l_1 u_1}{4\alpha T}.$$

Par unité de temps, l'unité de surface perpendiculaire à Ox est traversée par un nombre $e_1 X v_1 N_1$ de centres d'espèce 1. Comme chaque centre transporte une quantité d'électricité e_1, la quantité totale d'électricité transportée pendant l'unité de temps à travers l'unité de surface, la densité de courant correspondante est

$$(15) \qquad j_1 = e_1^2 N_1 v_1 X.$$

Si plusieurs espèces de centres sont présentes, on aura pour la densité de courant totale

$$(16) \qquad j = (e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2 + \ldots) X.$$

Le coefficient de X est la mesure électrostatique de la *conductibilité électrique* σ du métal

$$(17) \qquad \sigma = e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2 + \ldots$$

ou, d'après (14),

$$(18) \qquad \sigma = \frac{1}{4\alpha T}(e_1^2 N_1 l_1 u_1 + e_2^2 N_2 l_2 u_2 + \ldots).$$

Comme dans les métaux purs σ est d'après l'expérience inversement proportionnel à T, les quantités $N_1 l_1 u_1$, $N_2 l_2 u_2$ *doivent dans ces métaux être considérées comme indépendantes de la température*. Il se peut aussi qu'une seule de ces quantités soit indépendante de la température, par exemple $N_1 l_1 u_1$ lorsqu'elle fournit la partie la plus importante de la conductibilité σ. Il résulte en fait des propriétés optiques des métaux que, si l'on admet seulement deux espèces de centres, la conductibilité est due presque entièrement, dans la plupart des métaux, à une seule espèce de centres.

Il résulte de la formule (17) que la conductibilité d'un alliage est la moyenne des conductibilités de ses constituants, si ceux-ci conservent dans l'alliage le nombre N de leurs électrons. L'accroissement considérable de résistance produit dans le cuivre par de petites quantités de phosphore ou d'arsenic semble indiquer que dans ce cas le nombre des centres libres diminue beaucoup (au moins pour l'espèce qui fournit la partie importante de la conductibilité du métal

pur). Il y a, par analogie avec les électrolytes, *rétrogradation de la dissociation*.

5. — Rapport de la conductibilité thermique à la conductibilité électrique.

Par division des deux éqnations (7) et (17) on obtient

$$(19) \qquad \frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\alpha^2 T \frac{u_1 l_1 N_1 + u_2 l_2 N_2 + \ldots}{e_1^2 u_1 l_1 N_1 + e_2^2 u_2 l_2 N_2 + \ldots}.$$

Si le métal ne contient que des centres simples dont la charge est $\pm e$, il vient

$$(20) \qquad \frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T.$$

On obtient donc la loi de Wiedemann-Franz d'après laquelle le rapport des deux conductibilités est une constante universelle, proportionnelle à la température absolue.

Pour l'argent ([1]), à 18°, la conductibilité calorifique est mesurée en unités thermiques par le nombre 1,005, et, comme l'équivalent mécanique de la calorie est $4,19 \times 10^7$, on obtient pour l'argent à 18°

$$k = 421 \times 10^5.$$

La conductibilité électrique du même échantillon d'argent était à 18° égale à $61,4 \times 10^{-5}$ en unités électromagnétiques, et par suite en unités électrostatiques

$$\sigma = 553 \times 10^{15}.$$

Il en résulte, comme $T = 273 + 18 = 291$, d'après (20),

$$(21) \qquad \frac{k}{\sigma} = \frac{421}{553} \times 10^{-10} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 \cdot 291 = 0,76 \times 10^{-10},$$

donc

$$\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 = 1,95 \times 10^{-13},$$

$$(22) \qquad \frac{\alpha}{e} = 4,42 \times 10^{-7}.$$

Si nous admettons pour la charge élémentaire e le nombre mesuré

([1]) W. JAEGER und H. DIESSELHORST, *Sitzungsber. der Akad. z. Berlin*, t. XXXVIII, 1899.

par J. J. Thomson (¹) $e = 3,4 \times 10^{-10}$, il vient

$$\alpha = 15 \times 10^{-17}. \qquad (23)$$

Ce nombre est d'accord comme ordre de grandeur avec celui $\alpha = 5,6 \times 10^{-17}$ déduit de l'équation des gaz (4) et du nombre N de Loschmidt. La valeur (23) permet une détermination plus exacte de ce nombre de Loschmidt

$$N = 3,7 \times 10^{9}. \qquad (24)$$

L'ordre de grandeur du rapport des conductibilités calorifique et électrique peut donc s'obtenir en partant de la loi des gaz et des valeurs données jusqu'ici pour la charge élémentaire et le nombre de Loschmidt.

La seconde partie de la loi contenue dans la formule (20) d'après laquelle $\frac{k}{\sigma}$ est proportionnel à T est relativement bien vérifiée par l'expérience. Jaeger et Diesselhorst ont mesuré $\frac{k}{\sigma}$ à 18° et à 100° pour beaucoup de métaux. La table suivante contient leurs résultats :

Métal.	$\left(\frac{k}{\sigma}\right)_{18^\circ} \cdot 10^{10}$.	$\left(\frac{k}{\sigma}\right)_{100^\circ} \cdot 10^{10}$.	$\left(\frac{k}{\sigma}\right)_{100^\circ} : \left(\frac{k}{\sigma}\right)_{18^\circ}$.
Aluminium....	0,706	0,937	1,32
Cuivre II.....	0,738	0,957	1,30
Cuivre II......	0,745	0,967	1,30
Argent.......	0,760	0,978	1,28
Or...........	0,807	1,027	1,27
Nickel........	0,776	1,006	1,30
Zinc..........	0,745	0,962	1,29
Cadmium.....	0,784	1,005	1,28
Plomb........	0,794	1,035	1,31
Etain.........	0,816	1,024	1,26
Platine........	0,836	1,124	1,35
Palladium.....	0,837	1,129	1,35
Fer I.........	0,890	1,178	1,32
Fer II........	0,930	1,237	1,33
Acier.........	1,015		
Bismuth......	1,068	1,195	1,12
Rotguss.......	0,840	1,060	1,26
Constantan....	1,228	1,454	1,18

Cette confirmation approchée de la loi de Wiedemann-Franz nous

(¹) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, t. V, 1903, p. 346.

permet de conclure que *dans les métaux ne se trouvent que des centres simples*. Nous introduirons dorénavant cette hypothèse. Les écarts à partir de la loi de constance pour $\frac{k}{\sigma}$ ne peuvent pas s'expliquer par une polymérisation des centres puisqu'il en résulterait d'après (19) une valeur plus faible que la normale, tandis que ces écarts pour le bismuth, le constantan, etc., sont nettement en sens opposé. Pour expliquer ces exceptions à la loi de Wiedemann-Franz, nous abandonnerons l'hypothèse faite au paragraphe 3, d'après laquelle le nombre des électrons libres est indépendant de la température. Nous verrons d'ailleurs à propos de la loi des contacts successifs de Volta et des phénomènes thermo-électriques qu'il est nécessaire d'admettre une variation de ce nombre avec la température, au moins pour une espèce de centres.

D'après la loi (20) on devrait avoir

$$\left(\frac{k}{\sigma}\right)_{100°} : \left(\frac{k}{\sigma}\right)_{18°} = 1,280.$$

Ce résultat est bien vérifié par tous les métaux pour lesquels $\left(\frac{k}{\sigma}\right)_{18°}$ *possède la valeur normale admise dans* (21). *La variation de* $\frac{k}{\sigma}$ *avec la température est plus lente pour les métaux qui s'écartent beaucoup de la loi de Wiedemann-Franz.*

Il est nécessaire maintenant de compléter notre calcul de la conductibilité calorifique en admettant une variation avec la température du nombre des électrons libres.

6. — Conductibilité calorifique, le nombre des centres étant fonction de la température.

La température est supposée croissante avec x. Si N_1 dépend de T et par suite de x, la théorie de la diffusion ([1]) montre qu'il passe par unité de temps et par unité de surface dans la direction des x décroissants, un nombre d'électrons

$$A = \frac{u_1 l_1}{3} \frac{\partial N_1}{\partial x} \tag{25}$$

([1]) BOLTZMANN, *loc. cit.*, p. 84.

si aucune force extérieure n'agit. Il résulte de ce flux d'électrons que les extrémités de la barre seront portées à des potentiels différents dans le cas où le flux de chaleur ne correspondrait pas à des flux égaux d'électrons des deux signes.

Le flux de chaleur devra donc s'accompagner d'un courant électrique, comme F. Kohlrausch l'a déjà remarqué, si ce courant peut circuler. Si au contraire la barre est électriquement isolée et ne fait pas partie d'un circuit fermé, aucun courant ne peut s'établir, et la barre doit se charger de manière qu'il s'établisse en chaque point un champ électrique X capable d'égaliser en chaque point le flux d'électrons positifs et négatifs.

Un semblable champ électrique X dans la direction de l'axe des x produira un flux d'électrons d'espèce (1) :

$$A' = e_1 v_1 N_1 X \tag{26}$$

dans la direction des x positifs. Le nombre total des centres de cette espèce circulant dans cette direction sera

$$A_1 = A - A' = e_1 v_1 N_1 X - \frac{u_1 l_1}{3} \frac{\partial N_1}{\partial x}. \tag{27}$$

Comme chaque centre transporte la quantité αT, le flux de chaleur correspondant W, déterminé par l'équation (6), se trouve accru de la quantité

$$W' = \alpha T \left(e_1 v_1 N_1 X - \frac{u_1 l_1}{3} \frac{\partial N_1}{\partial x} \right). \tag{28}$$

Le flux de chaleur total transporté dans la direction des x positifs par les centres d'espèce (1) est donc

$$W_1 = W' - W = \alpha T \left(e_1 v_1 N_1 X - \frac{u_1 l_1}{3} \frac{\partial N_1}{\partial x} \right) - u_1 l_1 N_1 \frac{\partial T}{\partial x}.$$

En remplaçant d'après (14) $u_1 l_1$ par $4 \alpha T v_1$, il vient

$$W_1 = \alpha T e_1 v_1 N_1 X - \frac{4}{3} \alpha^2 T v_1 \frac{\partial (N_1 T)}{\partial x}.$$

Pour un nombre quelconque d'espèces différentes, le flux total de chaleur dans la direction des x positifs est

$$W = \alpha T X \sum e_1 v_1 N_1 - \frac{4}{3} \alpha^2 T \sum v_1 \frac{\partial (N_1 T)}{\partial x}. \tag{29}$$

La densité totale du courant dans cette direction est

$$j = e_1 A_1 + e_2 A_2 + \ldots;$$

comme celle-ci doit être nulle, il résulte de (27), (16) et (14)

$$(30) \qquad \sigma X = \frac{4}{3} \alpha T \sum e_1 v_1 \frac{\partial N_1}{\partial x},$$

c'est-à-dire que la barre se charge électriquement de manière à établir en chaque point un champ électrique

$$(31) \qquad X = \frac{4}{3} \alpha T \frac{\sum e_1 v_1 \frac{\partial N_1}{\partial x}}{\sum e_1^2 v_1 N_1}.$$

Si l'on admet seulement des centres simples de deux espèces pour lesquelles $e_1 = - e_2 = e$, il vient

$$(32) \qquad X = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{e} \frac{T \left(v_1 \frac{\partial N_1}{\partial x} - v_2 \frac{\partial N_2}{\partial x} \right)}{v_1 N_1 + v_2 N_2}.$$

En substituant cette valeur dans (29), on obtient pour le flux de chaleur

$$(33) \qquad W = -\frac{4}{3} \alpha^2 T^2 \left[\frac{v_1 N_1 + v_2 N_2}{T} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{2 v_1 v_2}{v_1 N_1 + v_2 N_2} \frac{\partial (N_1 N_2)}{\partial x} \right].$$

Le second terme dans la parenthèse a une signification évidente : d'après (27) et (31), le nombre des centres positifs qui circulent dans la direction des x positifs est

$$A_1 = -\frac{4}{3} \alpha T \frac{v_1 v_2}{v_1 N_1 + v_2 N_2} \frac{\partial (N_1 N_2)}{\partial x}$$

avec un flux égal d'électrons négatifs, et chaque électron transporte une quantité de chaleur αT; il en résulte que le second terme de la parenthèse dans (33) correspond à la chaleur transportée par le flux d'électrons.

La conductibilité calorifique est donc

$$(34) \qquad k = \frac{4}{3} \alpha^2 T^2 \left[\frac{v_1 N_1 + v_2 N_2}{T} + \frac{2 v_1 v_2}{v_1 N_1 + v_2 N_2} \frac{\partial (N_1 N_2)}{\partial T} \right].$$

La formule (17) représentant la conductibilité électrique devient

pour $e_1 = -e_2 = e$,

(35) $$\sigma = e^2(v_1 N_1 + v_2 N_2),$$

d'où, pour le rapport des deux conductibilités,

(36) $$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T\left[1 + \frac{2 v_1 v_2 T}{(v_1 N_1 + v_2 N_2)^2}\frac{\partial(N_1 N_2)}{\partial T}\right].$$

La comparaison de cette expression avec la formule (20) montre que *les exceptions à la loi de Wiedemann-Franz s'introduisent dès que les nombres des centres dépendent de la température*. Ces exceptions n'auraient pas lieu s'il n'y avait pas au moins deux espèces de centres mobiles, car, si la mobilité d'une des espèces s'annulait, la formule (36) montre que la loi devrait être vérifiée. *Il semblait jusqu'ici naturel de supposer que seuls les centres négatifs étaient mobiles dans les métaux, les positifs restant liés aux atomes métalliques. L'équation* (36) *montre que ceci ne peut être admis pour un métal qui ne suit pas la loi de Wiedemann-Franz*. Les phénomènes galvano- et thermomagnétiques montrent d'ailleurs l'impossibilité d'une semblable hypothèse.

Si σ_1 et σ_2 sont les conductibilités électriques dues séparément aux deux espèces de centres,

(37) $$\sigma_1 = e^2 v_1 N_1, \qquad \sigma_2 = e^2 v_2 N_2$$

il vient

(38) $$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T\left[1 + \frac{2\sigma_1\sigma_2 T}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}\frac{\partial \log N_1 N_2}{\partial T}\right].$$

Nous verrons d'ailleurs, à propos des différences de potentiel au contact de deux métaux, que $N_1 N_2$ doit être une fonction universelle de la température, indépendante du métal. *Il en résulte que les exceptions à la loi de Wiedemann-Franz sont d'autant plus notables que les conductibilités partielles σ_1 et σ_2 sont plus voisines*. Ce résultat est confirmé par ce fait que les propriétés optiques d'un métal permettent, au moins approximativement, de déterminer les deux conductibilités σ_1 et σ_2. Leur rapport est particulièrement faible pour les métaux bons conducteurs tels que l'argent, l'or, le cuivre et l'aluminium, et particulièrement grand pour l'acier, le bismuth, l'antimoine. Il résulterait également de (38) que les écarts à la loi de Wiedemann-Franz se produiraient dans le même sens pour tous les métaux.

Si l'on pose

(39) $$T\frac{\partial \log(N_1 N_2)}{\partial T} = \varphi(T),$$

où $\varphi(T)$ représente une fonction universelle de la température, on a, d'après (38),

(40) $$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T\left[1 + \frac{2\sigma_1\sigma_2}{(\sigma_1+\sigma_2)^2}\varphi(T)\right].$$

Il résulte du rapport $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ déduit des propriétés optiques et des écarts à partir de la loi de Wiedemann-Franz qu'on a sensiblement

(39)' $$T\frac{\partial \log(N_1 N_2)}{\partial T} = \varphi(T) = 3.$$

Nous verrons plus loin (§ 8) qu'on obtient une signification très simple de cette relation considérée comme exacte. En l'admettant, on obtient

(40)' $$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 T\left[1 + \frac{2\sigma_1\sigma_2}{(\sigma_1+\sigma_2)^2}\right].$$

Il en résulte qu'on peut, au moyen des écarts à partir de la loi de Wiedemann-Franz, calculer le rapport des deux conductibilités partielles σ_1 et σ_2.

DEUXIÈME PARTIE.

PHÉNOMÈNES GALVANO- ET THERMOMAGNÉTIQUES.

---

1. — Les équations générales.

Considérons une plaque métallique rectangulaire placée dans un champ magnétique d'intensité H avec son plan perpendiculaire à la direction des lignes de force. Un des côtés de la plaque est parallèle à l'axe des x, l'autre à l'axe des y, et le champ magnétique à l'axe des z, dans l'ordre indiqué par la figure, qui donne également le sens de circulation du courant producteur du champ magnétique.

Si un courant électrique d'intensité i circule dans la plaque parallèlement à Ox, les électrons positifs qui se déplacent vers les x

positifs sont soumis de la part du champ magnétique à une force qui tend à les dévier vers le bas, c'est-à-dire dans le sens des y négatifs. Nous supposerons qu'aucun courant ne peut circuler dans cette direction et, par suite, que ces électrons établissent une différence de potentiel entre le bord inférieur et le bord supérieur de la plaque, de manière que la force électrique ainsi produite compense exactement l'effet du champ magnétique et que le courant circule seulement dans la direction de l'axe des x. Soit Y le champ électrique transversal ainsi produit, qui exerce sur un électron de charge e_1 la force $e_1 Y$. La force magnétique exercée dans la même direction sur l'électron en mouvement dans la direction Ox avec la vitesse $\frac{d\xi_1}{dt}$ est

$$K' = -\frac{e_1}{V} H \frac{d\xi_1}{dt}, \tag{41}$$

où V représente le rapport des unités électrostatiques et électromagnétiques.

Si une force K agit sur les électrons d'espèce 1, dont le nombre est N_1 par centimètre cube, il passe par unité de temps et par unité de surface perpendiculaire à la force un nombre d'électrons

$$A = K v_1 N_1. \tag{42}$$

Nous avons ici

$$K = e_1 Y + K' = e_1\left(Y - \frac{H}{V}\frac{d\xi_1}{dt}\right). \tag{43}$$

Nous n'avons pas encore tenu compte de toutes les actions qui tendent à produire un courant parallèle à Oy. De l'accumulation des électrons vers le bord inférieur de la plaque résulte un changement de concentration et, par suite, un courant de diffusion, d'après (25) et (14),

$$A' = \frac{4}{3}\alpha T v_1 \frac{\partial N_1}{\partial y}, \tag{44}$$

dans la direction des y négatifs.

En régime permanent, le courant total parallèle à Oy doit être nul, d'où la relation

$$e_1\left(Y - \frac{H}{V}\frac{d\xi_1}{dt}\right) = \frac{4}{3}\alpha T \frac{\partial \log N_1}{\partial y}. \tag{45}$$

Dans la direction de l'axe des x, le champ électrique X produit un

courant d'électrons

$$e_1 v_1 N_1 X,$$

auquel s'ajoute, si N_1 dépend de x, un courant de diffusion

$$-\frac{4}{3}\alpha T v_1 \frac{\partial N_1}{\partial x},$$

ce qui donne, pour la vitesse d'ensemble $\frac{d\xi_1}{dt}$ des électrons positifs,

$$N_1 \frac{d\xi_1}{dt} = e_1 v_1 N_1 X - \frac{4}{3}\alpha T v_1 \frac{\partial N_1}{\partial x},$$

ou

$$\frac{d\xi_1}{dt} = v_1\left(e_1 X - \frac{4}{3}\alpha T \frac{\partial \log N_1}{\partial x}\right). \tag{46}$$

Le nombre N_1 des centres est fonction de la température du métal. Un changement de concentration N_1 implique un changement de température, et réciproquement. On peut traduire cette relation en écrivant

$$\frac{\partial \log N_1}{\partial x} = \frac{d \log N_1}{dT}\frac{\partial T}{\partial x}, \qquad \frac{\partial \log N_1}{\partial y} = \frac{d \log N_1}{dT}\frac{\partial T}{\partial y}. \tag{47}$$

Des relations analogues doivent exister pour chaque espèce d'électrons lorsque le régime permanent est établi, et nous obtenons ainsi, pour deux espèces d'électrons, les équations générales

$$\frac{4\alpha T}{3}\frac{d \log N_1}{dT}\frac{\partial T}{\partial y} = e_1\left(Y - \frac{H}{V}\frac{d\xi_1}{dt}\right), \tag{48}$$

$$\frac{4\alpha T}{3}\frac{d \log N_2}{dT}\frac{\partial T}{\partial y} = e_2\left(Y - \frac{H}{V}\frac{d\xi_2}{dt}\right), \tag{49}$$

$$\frac{d\xi_1}{dt} = v_1\left(e_1 X - \frac{4\alpha T}{3}\frac{d \log N_1}{dT}\frac{\partial T}{\partial x}\right), \tag{50}$$

$$\frac{d\xi_2}{dt} = v_2\left(e_2 X - \frac{4\alpha T}{3}\frac{d \log N_2}{dT}\frac{\partial T}{\partial x}\right), \tag{51}$$

$$i = e_1 N_1 \frac{d\xi_1}{dt} + e_2 N_2 \frac{d\xi_2}{dt}. \tag{52}$$

Dans ces équations, X représente la force électrique totale dans la direction Ox, en présence du champ magnétique. Elle peut (s'il existe un effet longitudinal) différer du champ électrique établi entre les deux bords verticaux de la plaque pour la production du courant i.

Dans ces équations, e_1, e_2, v_1, v_2, N_1, N_2, $\frac{d \log N_1}{dT}$, $\frac{d \log N_2}{dT}$ sont des

constantes du métal. Les équations permettent de calculer, en fonction de i et de $\frac{\partial T}{\partial x}$, les cinq quantités

$$\frac{d\xi_1}{dt}, \quad \frac{d\xi_2}{dt}, \quad X, \quad Y, \quad \frac{\partial T}{\partial y};$$

les deux dernières sont caractéristiques des effets transversaux électrique et thermique.

2. — L'effet galvanomagnétique transversal.

Simplifions les équations générales en supposant $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ et i donné, bien que ce cas soit difficile à réaliser expérimentalement. Nous montrerons, en effet, au § 4, que si la chute longitudinale de température $\frac{\partial T}{\partial x}$ est nulle initialement, le passage du courant en produit une; cet effet longitudinal a été constaté par Nernst (1) dans le cas du bismuth, mais reste extrêmement faible, sauf dans les champs magnétiques très intenses. Nous verrons que les effets longitudinaux sont proportionnels au carré du champ magnétique et peuvent être négligés pour des champs qui suffisent à montrer le phénomène transversal. Pour les métaux autres que le bismuth, l'expérience n'a donné aucun effet longitudinal. Nous supposerons donc $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$, même pour différent de zéro, hypothèse légitime, même dans le cas du bismuth, à condition que le champ magnétique ne soit pas trop intense.

Par élimination de $\frac{\partial T}{\partial y}$ entre (48) et (49) on obtient

$$(53) \quad Y\left(e_1 \frac{d\log N_1}{dT} - e_2 \frac{d\log N_2}{dT}\right) = \frac{H}{V}\left(e_1 \frac{d\xi_1}{dt}\frac{d\log N_1}{dT} - e_2 \frac{d\xi_2}{dt}\frac{d\log N_2}{dT}\right),$$

avec, pour $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$,

$$(54) \quad \frac{d\xi_1}{dt} = e_1 v_1 X, \qquad \frac{d\xi_2}{dt} = e_2 v_2 X;$$

d'où

$$(55) \quad Y\left(e_1 \frac{d\log N_1}{dT} - e_2 \frac{d\log N_2}{dT}\right) = \frac{HX}{V}\left(e_1^2 v_1 \frac{d\log N_1}{dT} - e_2^2 v_2 \frac{d\log N_2}{dT}\right).$$

(1) W. Nernst, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 784.

D'ailleurs

$$(56)\qquad \begin{cases} i = (e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2) X = \sigma X \\ \text{avec} \\ \sigma = e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2, \end{cases}$$

σ étant la conductibilité du métal (en unités électrostatiques).

En supposant

$$(57)\qquad e_1 = -e_2 = e,$$

il vient

$$(58)\qquad Y \frac{d \log N_1 N_2}{dT} = H \frac{i}{\sigma} \frac{e}{V} \left(v_1 \frac{d \log N_1}{dT} - v_2 \frac{d \log N_2}{dT} \right).$$

Cette relation qui donne l'effet Hall Y concorde avec l'équation expérimentale

$$(58)'\qquad Y = RiH.$$

Le coefficient R est positif quand les lignes équipotentielles dans la plaque sont déplacées dans le sens de rotation du courant qui produit le champ magnétique. On obtient pour R en unités électromatiques

$$(59)\qquad R = \frac{eV}{\sigma} \frac{v_1 \frac{d \log N_1}{dT} - v_2 \frac{d \log N_2}{dT}}{\frac{d \log N_1 N_2}{dT}}.$$

Pour obtenir l'effet thermique transversal, il faut ajouter (48) et (49), d'où résulte, en tenant compte de (57),

$$\frac{4\alpha T}{3e} \frac{d \log N_1 N_2}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{H}{V} \left(\frac{d\xi_2}{dt} - \frac{d\xi_1}{dt} \right),$$

et, d'après (54),

$$\frac{4\alpha T}{3e} \frac{d \log N_1 N_2}{dT} \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{H}{V} e X (v_1 + v_2);$$

d'où, enfin, en tenant compte de (56),

$$(60)\qquad \frac{\partial T}{\partial y} \frac{d \log N_1 N_2}{dT} = -\frac{3e}{\alpha T} H \frac{ie}{V\sigma} (v_1 + v_2).$$

Comme $\frac{d \log N_1 N_2}{dT}$ est une fonction universelle, positive, de la température, *l'effet thermique transversal doit avoir le même sens*

pour tous les métaux, tandis que l'effet Hall peut avoir un sens variable. Le bord inférieur de la plaque doit être plus chaud que le bord supérieur pour i et H positifs. Ce sens concorde avec la règle trouvée expérimentalement par v. Ettingshausen [1] pour le bismuth, le tellure et l'antimoine, et confirmée par v. Ettingshausen et Nernst pour les alliages zinc-bismuth [2].

3. — L'effet thermomagnétique transversal.

Si nous supposons une chute de température parallèle à Ox sans courant électrique, nous devons poser

$$i = 0, \qquad \frac{\partial T}{\partial x} \text{ donné.}$$

On déduit de (50), (51) et (52)

$$(e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2) X = \frac{4\alpha T}{3} \frac{\partial T}{\partial x} \left(e_1 v_1 \frac{dN_1}{dT} + e_2 v_2 \frac{dN_2}{dT} \right),$$

c'est la relation (31) déjà obtenue pour un métal traversé par un flux de chaleur sans courant électrique.

On en déduit, d'après (50) et (51),

$$\frac{d\xi_1}{dt} = \frac{4\alpha T}{3} \frac{\partial T}{\partial x} v_1 e_2 v_2 N_2 \frac{e_1 \frac{d \log N_1}{dT} - e_2 \frac{d \log N_2}{dT}}{e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2},$$

$$\frac{d\xi_2}{dt} = \frac{4\alpha T}{3} \frac{\partial T}{\partial x} v_2 e_1 v_1 N_1 \frac{e_2 \frac{d \log N_2}{dT} - e_1 \frac{d \log N_1}{dT}}{e_1^2 N_1 v_1 + e_2^2 N_2 v_2}.$$

En substituant ces valeurs dans (53) et en tenant compte de (57) on obtient

$$(61) \qquad Y = -H \frac{\partial T}{\partial x} \frac{4\alpha T}{3} \frac{e^2}{V\alpha} v_1 v_2 \left(N_1 \frac{d \log N_1}{dT} + N_2 \frac{d \log N_2}{dT} \right).$$

L'effet thermique transversal résulte de (58) et (59) en multipliant ces équations respectivement par N_1 et N_2 et ajoutant

$$\frac{4\alpha T}{3} \frac{\partial T}{\partial y} \left(N_1 \frac{d \log N_1}{dT} + N_2 \frac{d \log N_2}{dT} \right) = e(N_1 - N_2) Y;$$

---

[1] A. v. ETTINGSHAUSEN, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 739.

[2] A. v. ETTINGSHAUSEN et NERNST, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 481.

d'où, par combinaison avec (61),

$$(62)\qquad \frac{\partial T}{\partial y} = -H\frac{\partial T}{\partial x}\frac{e^2}{V\sigma}v_1 v_2 (N_1 - N_2).$$

D'après v. Ettingshausen et Nernst (¹), l'effet électrique Y est donné par

$$Y = QH\frac{\partial T}{\partial x},$$

d'où, en unités électromagnétiques,

$$Q = -\frac{4\alpha T}{3}\frac{e^2}{\sigma}v_1 v_2\left(N_1\frac{d\log N_1}{dT} + N_2\frac{d\log N_2}{dT}\right).$$

D'après cette formule, l'effet thermomagnétique Q peut avoir un signe variable, conformément aux résultats expérimentaux (²).

(¹) A. v. Ettingshausen et W. Nernst, *Wied. Ann.*, t. XXIX, 1886, p. 343. — Nernst, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 760

(²) E. v. Everdingen, *Com. Phys. Lab. of Leiden*, t. XLII, 1898, p. 16.

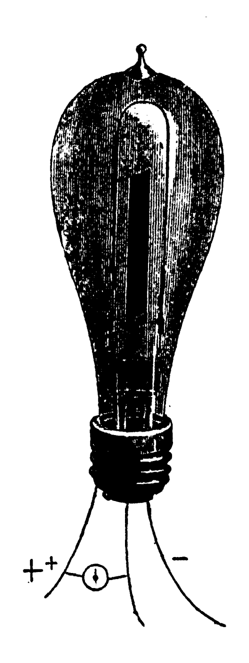
L'EFFET EDISON.

UN PHÉNOMÈNE DE LA LAMPE EDISON.

Traduit de l'anglais par H. DODIER.

Engineering, 12 décembre 1884, p. 553.

L'exposition particulière de M. Edison, à l'Exposition de Philadelphie, a fait connaître un phénomène curieux : entre les branches du filament d'une lampe à incandescence, et à égale distance de cha-



cune d'elles, on plaçait une lame de platine, constituant une électrode isolée, dont l'extrémité s'arrêtait à environ $\frac{1}{2}$ *pouce* au-dessous de l'arc du filament. Lorsque la lampe fonctionnait, si l'on mettait un galva-

RECHERCHES
SUR
LA CONDUCTIBILITÉ ET LA RADIOACTIVITÉ
DE L'ATMOSPHÈRE,

PAR J. ELSTER ET H. GEITEL,
Professeurs de Physique à Wolfenbüttel.

Mémoires traduits de l'allemand par Eugène BLOCH.

I. — SUR UN APPAREIL POUR MESURER LA DISPERSION DE L'ÉLECTRICITÉ DANS L'AIR.

Physikalische Zeitschrift, t. I, 1899, p. 11.

On sait qu'il est possible, par certains procédés, de mettre l'air dans un état où il possède une conductibilité électrique notable. On peut, par exemple, obtenir ce résultat par l'introduction dans l'air d'un corps incandescent ou d'un morceau de phosphore s'oxydant lentement, ou encore d'une manière qui ne comporte pas en apparence d'actions secondaires, par les rayons de Röntgen ou de Becquerel. Précisément dans l'étude de ce dernier phénomène il est désirable de pouvoir mettre en évidence même de faibles traces de conductibilité dans l'air. De même c'est une question d'un intérêt tout particulier que de savoir si, même dans l'air atmosphérique libre, une certaine conductibilité se manifeste.

Ces considérations nous ont conduit à construire un appareil, grâce auquel la dispersion de l'électricité dans l'air libre peut être déterminée d'une manière certaine.

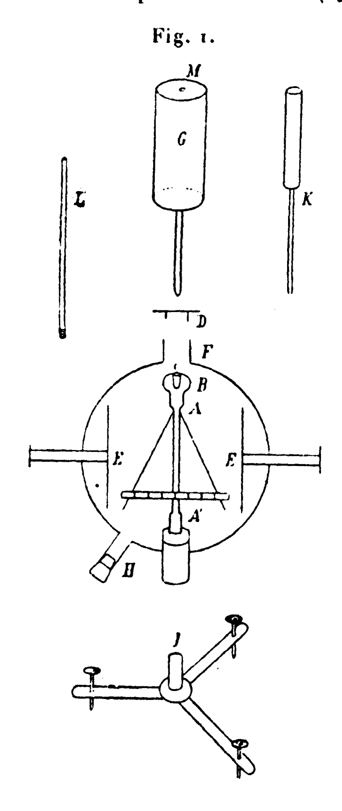
Un appareil de ce genre comprendra nécessairement comme parties principales, premièrement un corps par la surface duquel doit se faire

l'échange d'électricité avec l'air, et ensuite un électromètre qui sert à observer l'état électrique de ce corps.

Le choix de l'électromètre offre une certaine difficulté. Pour que l'erreur occasionnée par l'isolement toujours imparfait des supports soit aussi petite que possible, il faut en effet limiter leur nombre autant que cela sera compatible avec la stabilité. En même temps il est indispensable que l'on puisse se faire à chaque instant une idée exacte de la grandeur de cette erreur, et finalement il est désirable d'avoir un appareil de capacité aussi faible que possible, pour qu'une déperdition d'électricité se traduise au bout d'un temps pas trop long par une chute de potentiel appréciable.

L'appareil qui nous a paru satisfaire le mieux à ces conditions est l'électroscope d'Exner, pourvu qu'on lui apporte quelques modifications qui ressortent de la description suivante (*cf. fig.* 1).

Fig. 1.



La plaque un peu forte A qui sépare les feuilles d'aluminium porte à son extrémité inférieure un court prolongement cylindrique A′ en laiton, et s'enfonce par son intermédiaire et contrairement au mode

de construction d'Exner, au point *le plus bas* de la cage dans un fort bouchon d'ébonite vernie. En haut elle se termine par une petite boule B pourvue d'un trou conique C. Quand l'instrument est placé dans son étui, la cage est fermée en haut par le couvercle D et les plateaux protecteurs E sont, comme dans la forme usuelle, amenés ensemble au contact de A. Avant l'emploi on enlève le couvercle, on retire les plateaux protecteurs en arrière aussi loin que possible, et l'on introduit par l'ouverture F de la cage une tige métallique, dont l'extrémité inférieure conique s'adapte exactement dans le trou de la boule B. S'il s'agit d'employer l'instrument pour des mesures de différences de potentiel, cette tige doit porter à son extrémité supérieure, qui émerge de F, une vis de serrage pour permettre de la relier à des fils; si l'instrument doit servir à des observations de dispersion, on place immédiatement au-dessus de la tige un cylindre fermé et creux G en laiton noirci de 9^{cm} de haut et de 5^{cm} de diamètre.

L'avantage de ce mode de construction de l'électroscope provient de ce que la seule partie isolante ne peut venir en contact ni avec l'air extérieur, ni avec aucun autre corps étranger. Si l'on veut la protéger en outre contre la chute possible de poussières et contre la lumière, on y arrive aisément grâce à une plaque protectrice en laiton mince que l'on place en A' immédiatement au-dessus de l'ébonite.

Pour parer au cas où, par suite d'une grande humidité de l'air, l'isolement devient mauvais, on fait usage d'une chambre desséchante, à savoir le tube de verre H, fermé en temps ordinaire par un bouchon de caoutchouc, et dans lequel on peut amener un morceau de sodium de la grosseur d'un pois, planté dans une aiguille supportée par un bouchon de caoutchouc. Naturellement il faut enlever le sodium avant de remettre, après l'emploi, l'appareil dans son étui. Pour conserver le sodium on se sert d'un petit tube de verre de mêmes dimensions que le tube H.

L'échelle et le trait de visée sont placés comme dans l'appareil original, l'étalonnage de l'instrument se fait le plus simplement avec une batterie d'accumulateurs à haute tension.

Pour instituer des mesures de dispersion dans des espaces clos, on pose l'électroscope sur la tige J fixée au centre d'un trépied à vis calantes, on met en place le *corps de dispersion* (Zerstreuungskörper) G, et l'on charge par exemple positivement le système formé par ce corps et par l'électroscope au moyen d'une pile Zamboni. On attend alors environ 5 minutes, afin que le bouchon isolant en ébonite puisse

se charger positivement au contact de la tige métallique qui y pénètre et puisse se polariser dans sa masse; on lit alors la divergence des feuilles; supposons qu'elle corresponde, d'après le tableau d'étalonnage, à un potentiel de V_0 volts.

Suivant le degré de conductibilité de l'air on abandonne ensuite l'appareil à lui-même pendant un temps plus ou moins long (jusqu'à 15 minutes), jusqu'à ce qu'une diminution appréciable de potentiel se soit produite. On lit alors à nouveau la divergence (correspondant à V volts) et l'on note le temps écoulé entre les deux lectures. Ensuite on enlève le cylindre de dispersion et on le remplace par une tige K pourvue d'un manche isolant, on charge de nouveau avec le même signe, on retire la tige, de sorte que maintenant les feuilles de l'électroscope et leur support restent seuls électrisés, et l'on observe de nouveau leur divergence (V'_0). Au bout du temps t', au moins égal à celui que l'on a employé dans la première expérience, on lit la divergence V'. Si l'on désigne par n le rapport de la capacité de l'électroscope seul à celle de l'électroscope plus le cylindre de dispersion, l'expression

$$e = \frac{1}{t}\log\frac{V_0}{V} - \frac{n}{t'}\log\frac{V'_0}{V'}$$

mesurera la quantité d'électricité abandonnée à l'air pendant le temps d'exposition par le cylindre de dispersion.

Si l'on veut faire une expérience avec une charge négative, il faut de nouveau abandonner à lui-même le système chargé négativement pendant 5 minutes environ avant de faire la première lecture, afin que le bouchon d'ébonite puisse changer sa charge superficielle et que le résidu de la charge précédente soit neutralisé.

On détermine la constante n de l'appareil par l'expérience de la manière suivante. On visse sur le cylindre de dispersion G, dans une petite ouverture M ménagée au milieu de la base supérieure, un petit bâton d'ébonite L muni d'un pas de vis; on charge l'électroscope de la manière indiquée jusqu'à une certaine divergence D, et l'on descend avec précaution, sans toucher la paroi, la tige du cylindre de dispersion non chargé dans l'ouverture F, en se servant comme manche du bâton L, jusqu'à ce qu'elle soit fixée dans l'ouverture conique de la boule B. On lit alors la nouvelle divergence D_1. Le rapport des nombres de volts correspondant à D_1 et à D est la constante cherchée n.

Le deuxième terme de la formule est une correction dont le mon-

tant, quand l'isolement est suffisant, ne dépasse que de peu la limite d'erreur de la méthode.

A cause de cette petitesse de la correction, nous regardons la méthode exposée ici pour la détermination du rapport des capacités n comme suffisante malgré son inexactitude. On néglige le fait que la distribution de l'électricité sur les feuilles et sur leur support est un peu changée quand le corps de dispersion est mis en place; on néglige également les changements de capacité qui sont liés à l'écartement et au rapprochement des feuilles.

Pour l'observation de la déperdition de l'électricité dans l'atmosphère libre, nous plaçons sur le même trépied qui supporte l'électroscope, dans le prolongement de l'une des vis calantes, une tige métallique à laquelle se trouve fixé un cylindre métallique pouvant se fermer en haut par un couvercle et noirci intérieurement, de 14^{cm} de hauteur et 19^{cm} de largeur environ, de telle sorte que le cylindre de dispersion se trouve sur son axe et est protégé par lui contre les variations du champ électrique extérieur, la lumière directe du soleil et les fortes agitations de l'air. Naturellement, cette disposition exige une nouvelle détermination de la constante n.

Toutes les parties de l'appareil, y compris la pile de Zamboni et l'électroscope, peuvent être emballées d'après un dispositif dû à M. le mécanicien Günther, à Brunswick, dans une caisse facilement transportable, qui sert elle-même, en même temps, de support pour le montage de l'instrument.

Si l'on monte l'appareil au milieu d'une chambre d'environ 65^{m^3} de capacité, et si l'on détermine la déperdition de l'électricité en 10 minutes, on trouve une augmentation jusqu'au double environ de cette quantité, aussitôt que l'on place dans la chambre un morceau de pechblende d'environ 300^g à une distance de 2^m à 3^m de l'appareil. La présence des substances fortement radioactives que l'on extrait du minerai d'urane par la méthode de M. et Mme Curie se trahit naturellement avec plus de netteté encore. On peut même, dans des espaces qui ne contiennent aucune de ces substances, observer des dispersions anormales de l'électricité, en y laissant seulement pénétrer de l'air des chambres voisines dans lesquelles on conserve des préparations dites de radium et de polonium.

Nous nous proposons d'exposer ailleurs en détail les mesures de dispersion de l'électricité à l'air libre effectuées avec l'appareil; cependant nous voudrions résumer ici brièvement les résultats essentiels.

La dispersion de l'électricité n'est pas la même à tous les instants,

mais elle montre, comme les autres données météorologiques, une certaine variabilité. Elle dépend fortement de la présence de troubles atmosphériques, tels que les nuages, le brouillard, le *Höhenrauch* ([1]) et elle est d'autant plus *petite* que l'air est plus *trouble*. La force du vent et l'humidité absolue n'ont que des effets sans importance, le degré hygrométrique ne joue de rôle qu'en ce que, au voisinage du point de saturation, la dispersion *diminue*. Dans la plaine elle est en général presque égale pour les charges positives et négatives. Dans la montagne on trouve, pendant les jours sans nuages, quand la hauteur au-dessus du niveau de la mer augmente, une augmentation de la dispersion, et cela pour les deux espèces d'électricité, aussi longtemps que l'on reste dans les vallées. Sur les sommets des montagnes la déperdition de l'électricité négative est par un temps clair beaucoup plus grande que celle de la positive. Par un temps nuageux elles tombent toutes deux, ici aussi, jusqu'à un minimum. Au voisinage des chutes d'eau les charges positives sont au contraire dispersées particulièrement vite.

Ces différences de polarité peuvent aussi se reproduire artificiellement dans les plaines. On monte tout l'appareil isolé, une fois le corps de dispersion chargé, en l'entourant d'une toile métallique entièrement close. Si alors on charge la cage de toile métallique avec l'électricité de même nom, la dispersion à l'intérieur est beaucoup plus rapide que si la charge est de nom contraire.

Les faits s'interprètent de la manière la plus simple en admettant que l'air renferme de très petites particules portant une charge propre positive et négative, qui provoquent par leur contact la décharge des corps portant une charge contraire à la leur, et qui (abstraction faite d'un petit excès de particules positives, dont la charge propre neutraliserait justement celle de la terre) existent en quantités sensiblement égales. Dans la formation des nuages elles agissent comme noyaux de condensation; par là leur masse se trouve augmentée et leur mobilité diminuée. Les sommets des montagnes, où l'électricité négative possède la densité la plus grande, attirent les positives et repoussent les négatives; au voisinage des chutes d'eau les négatives dominent d'après l'effet Lenard.

Une cage de toile métallique isolée et électrisée rassemble autour d'elle les particules portant une charge de signe contraire à la sienne; celles-ci pénètrent en partie à travers les mailles, et déchargent un

([1]) Phénomène particulier à l'Allemagne du Nord. (*Note du traducteur.*)

corps placé à l'intérieur, si sa charge électrique est de même nom que celle de la cage.

Les observations en montagne sont faites sur le Brocken et en divers endroits de la Suisse, en particulier à l'Observatoire du Säntis.

II. — CONTRIBUTIONS A LA CONNAISSANCE DE L'ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE.

Physikalische Zeitschrift, t. I, 1900, p. 245.

Les auteurs rappellent les travaux récents sur l'ionisation des gaz et précisent l'hypothèse indiquée à la fin de la Note précédente, en admettant que l'air atmosphérique ordinaire est lui-même légèrement ionisé. Ils rappellent et interprètent dans ce sens les expériences de M. Linss.

.... Nous considérons (d'après cela) comme établi, que l'air atmosphérique est ionisé jusqu'à un certain degré. Les variations de la déperdition de l'électricité peuvent s'expliquer aussi bien par les différences de mobilité que par le changement du nombre des ions. L'influence de l'impureté de l'air est visiblement de la première espèce, l'augmentation de la dispersion de l'électricité sur les hautes montagnes nous paraît, par ce fait qu'elle dépasse de beaucoup le maximum observé en plaine, reposer sur une augmentation véritable du nombre des ions quand le niveau au-dessus de la mer s'élève. Or, si l'on peut regarder comme prouvé le fait que l'air renferme des ions, il est naturel d'attribuer à l'atmosphère les mêmes propriétés qu'à l'air ionisé artificiellement.

Or les expériences (ci-dessus mentionnées) de MM. J.-J. Thomson, Zeleny, Wilson, etc. ont montré que, sous l'influence de forces électriques égales, les ions négatifs prennent une vitesse plus grande que les positifs. On peut aussi exprimer ceci en attribuant aux premiers une masse notablement plus faible. Si donc de l'air ionisé passe le long d'un conducteur isolé à l'état neutre, un ion positif et un ion négatif qui se trouvent dans la même position relative par rapport au conducteur subiront, il est vrai, des attractions égales vers celui-ci dans le champ induit par leur propre charge; mais, comme la masse de l'ion négatif est plus faible que celle de l'ion positif, il parcourra dans

le même temps un chemin plus long du côté du conducteur, il pourra ainsi lui avoir cédé sa charge, pendant que l'ion positif, qui voyage plus lentement, est entraîné par le courant d'air. D'après cela un conducteur entouré d'air ionisé prendra spontanément une charge négative, jusqu'à ce que le champ produit par cette charge compense la différence de mobilité des ions. Des charges spontanées de ce genre prises par les conducteurs dans l'air ionisé ont été observées par M. Zeleny et attribuées à la différence de mobilité des ions ([1]). Si l'air parcourt l'*intérieur* d'un conducteur, la charge peut atteindre des valeurs bien plus élevées, puisque pour des points à l'intérieur l'action compensatrice de la charge croissante disparaît. Un conducteur isolé à l'intérieur duquel s'écoule de l'air ionisé prendra donc par son intérieur une charge négative continuellement croissante. Si l'on pouvait éviter la perte vers le dehors et par les supports, sa charge devrait pouvoir monter à de très hautes valeurs.

On reconnaît que la terre aussi, entourée de toute part d'air ionisé, doit se charger négativement. L'arrivée d'électricité négative se fera surtout là où le champ induit par sa charge propre ne pourra jouer de rôle compensateur par l'accélération des ions positifs, c'est-à-dire aux endroits qui peuvent être regardés comme des points intérieurs à la surface conductrice de la terre. C'est là surtout le cas pour les régions recouvertes de végétation.

Le champ électrique de la terre est nul entre les troncs des arbres et les tiges des plantes moins élevées; là peut donc se produire sans empêchement l'extraction de l'électricité négative de l'atmosphère. A la charge négative ainsi prélevée et distribuée en équilibre électrostatique sur la surface extérieure de la terre, correspond un déficit de l'atmosphère en ions négatifs, par suite un excès d'ions positifs. Dans l'état stationnaire ceux-ci se déplaceront au total vers la surface de la terre et y neutraliseront l'électricité négative qui s'y régénère constamment dans la même proportion. Comme on l'a remarqué plus haut, le renouvellement de la charge totale de la terre s'accomplit à peu près en 100 minutes.

Comme on voit, la charge négative constante de la terre s'explique naturellement sur la base de la théorie des ions, au moyen de l'arrivée continuelle d'ions négatifs en certains endroits (électriquement protégés), arrivée que contrebalance une perte produite par les ions positifs recueillis dans les endroits ouverts. La quantité d'électricité

(1) J. Zeleny, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 137.

positive qui neutraliserait justement la charge de la terre, doit être cherchée dans l'atmosphère où elle est liée aux ions positifs, et même, comme ceux-ci sont en mouvement vers la surface de la terre, de préférence dans les couches inférieures.

On peut, d'ailleurs, aller encore plus loin et prendre en considération les variations que ce mouvement des ions vers la terre subit quand il se produit une condensation de la vapeur d'eau. Nous admettons d'abord que ceci se produit au voisinage immédiat du sol. Les ions positifs qui arrivent du haut restent alors attachés à la couche nuageuse, et comme ils sont liés aux gouttelettes qui tombent, ils approchent du sol et forment une couche d'électricité positive juste au-dessus de lui. Dans cette couche, la chute de potentiel peut, suivant la grandeur de la densité électrique en volume, atteindre une valeur élevée; à la limite supérieure de la couche nuageuse elle doit diminuer rapidement dans la direction verticale.

Si une couche de nuages se trouve à une hauteur assez grande au-dessus de la surface de la terre, les ions positifs de la masse d'air située au-dessous peuvent arriver sans obstacle à la surface de la terre, pendant que les ions négatifs, qui se déplacent vers le haut, sont retenus à la surface qui limite inférieurement le nuage. Ainsi se trouve diminuée la chute de potentiel au niveau du sol. La surface supérieure du nuage arrêtera également la marche des ions positifs contenus dans la couche d'air supérieure et en mouvement vers le bas. Si la condensation se poursuit, la couche nuageuse inférieure produit des précipitations négatives, la couche supérieure des précipitations positives.

Ainsi s'explique sans plus le fait, que les précipitations d'eau entraînent avec elles des charges positives et négatives.

Nous allons, dans les considérations suivantes, suivre une manière de voir qui a été proposée récemment par M. J.-J. Thomson (¹). Dans les expériences sur la condensation de la vapeur d'eau il s'est trouvé que la formation des nuages dans l'air ionisé négativement se produit pour une détente moindre que dans l'air contenant des ions positifs; on peut donc s'attendre à ce que, lors de la formation des nuages, les gouttes d'eau s'attachent d'abord aux ions négatifs.

Un nuage qui se forme devrait, d'après cela, être regardé comme un mélange de gouttelettes chargées négativement avec de l'air qui contient des ions positifs libres. Au moment de sa formation il ne

(¹) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 533.

pourra pas agir électriquement à l'extérieur, mais il le pourra quand les gouttes chargées négativement se seront séparées, dans leur mouvement de chute, de l'air positif interposé. La différence de potentiel électrique se produit d'après cela aux dépens de la force vive des particules qui tombent. Si l'expansion et le refroidissement de l'air se poursuivent, les ions positifs eux aussi servent de noyaux de condensation, et les charges positives qui leur sont attachées sont entraînées vers la terre par les chutes de pluie. Une égalisation du potentiel à l'intérieur du nuage n'est possible que par un processus disruptif à cause de la faible mobilité des ions dans le nuage. Comme le nombre des ions dans les couches d'air un peu élevées est, comme il ressortirait de nos observations dans les Alpes, plus grand qu'à la surface de la terre, on trouvera moins mystérieuse la source de quantités d'électricité aussi grandes que les fournit un orage.

....

D'après la théorie des ions la chute de potentiel doit être petite quand les ions positifs de l'air sont assez mobiles pour arriver au contact de la terre; s'ils sont retenus au voisinage du sol, la chute de potentiel croît. Or la mobilité (et le nombre) des ions détermine aussi la grandeur de la dispersion électrique; en d'autres termes la chute de potentiel doit, en général, diminuer quand la dispersion augmente. Or M. Linss a déjà trouvé que la marche annuelle du coefficient de dispersion est opposée à celle de la chute de potentiel, en ce sens que la dispersion est, en moyenne, plus faible en hiver qu'en été.

Le même phénomène se manifeste dans le fait publié par nous antérieurement que, lorsque la transparence de l'air diminue (par suite aussi lorsque la conductibilité de l'air s'abaisse), toutes choses égales d'ailleurs, la chute de potentiel croît (1).

La période diurne elle-même peut peut-être se ramener essentiellement à une période de la clarté de l'air. Aux heures du matin, le plus souvent brumeuses par les jours sereins, correspondent les valeurs élevées du potentiel, qui s'approchent ensuite, à mesure qu'augmente la clarté de l'atmosphère, du minimum de l'après-midi. Pourtant ici les conditions locales doivent avoir une forte influence.

Une théorie détaillée de l'électricité atmosphérique fondée sur l'ionisation de l'air ne pourra être tentée qu'après qu'on aura rassemblé un ensemble de résultats plus riche sur les relations entre

---

(1) J. Elster et H. Geitel, *Wien. Ber.*, t. CI, 1892, p. 824.

cette propriété et les autres facteurs météorologiques; il faudra, en particulier, s'assurer jusqu'à quel point les ions de l'atmosphère, présents dans la nature, coïncident avec ceux que l'on produit artificiellement. Nous nous sommes seulement proposé ici de montrer qu'une tentative de ce genre promet de réussir.

III. — SUR LA DISPERSION DE L'ÉLECTRICITÉ DANS LES MASSES D'AIR CLOSES.

H. Geitel, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1900, p. 116.

La dispersion de l'électricité à l'air libre montre, comme Elster et moi croyons l'avoir établi, des particularités, qui permettent de conclure qu'elle provient, comme les autres cas connus de conductibilité des gaz, de la présence d'ions électriquement chargés.

Aussi longtemps que l'air soumis à l'expérience communique avec l'atmosphère, on pouvait songer à faire dériver de celle-ci la source de ces ions.

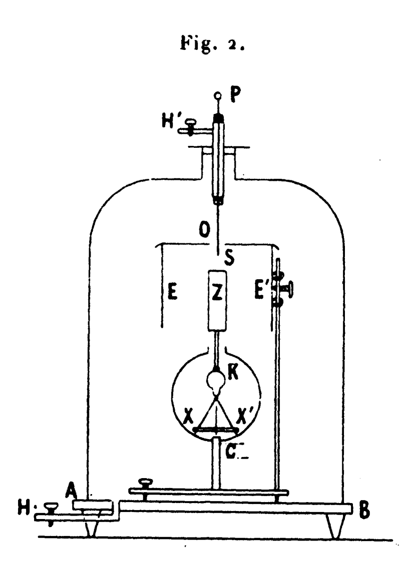
L'étude de la dispersion dans des masses d'air closes est donc particulièrement intéressante, car ici l'arrivée d'ions du dehors est rendue impossible. Si l'air ne possédait pas la propriété de remplacer de lui-même les ions employés au transport des charges électriques, le processus même de la dispersion électrique devrait amener une diminution de la conductibilité dans les espaces clos.

Les expériences connues sur la dispersion de l'électricité à l'intérieur de volumes gazeux clos, qui ont été effectuées en particulier par Coulomb, Matteucci, Warburg, ne fournissent aucune raison pour tenir une pareille diminution pour vraisemblable. Or, si l'on peut admettre que dans ce cas aussi le transport de l'électricité se fait par des ions, l'air atmosphérique et les autres gaz pris dans des conditions déterminées de température et de pression devraient, en fait, avoir la propriété de conserver leur conductibilité invariable, c'est-à-dire de régénérer une certaine quantité d'ions libres par unité de volume. L'importance de cette conséquence a suggéré les expériences qui vont être brièvement relatées.

L'appareil qui a été décrit récemment dans ce journal ([1]) permet d'effectuer avec sûreté des mesures de dispersion électrique dans les masses d'air closes. Son emploi est montré par la figure où toute l'installation est représentée en section.

Sur une plaque de fer plane AB repose l'électroscope d'Exner, dans lequel, conformément à la description antérieure, la lame de séparation des feuilles d'aluminium est enchâssée à sa partie inférieure en C dans un support en ambre ([2]). En haut elle porte la petite boule K, dans le trou conique de laquelle pénètre la tige du corps cylindrique Z,

Fig. 2.



à partir duquel se fera la déperdition. Celui-ci est entouré du cylindre protecteur EE', fixé au support de l'électroscope, qui est ouvert en bas, fermé en haut par un couvercle muni d'une petite ouverture centrale O. Le tout est placé sous une cloche de verre de 45^{cm} de hauteur et 30^{cm} de diamètre intérieur, à bords rodés, qui s'appuie d'une manière étanche sur l'assiette de fer enduite de vaseline. A travers la tubulure supérieure de la cloche, également fermée hermétiquement, pénètre une sonde isolée S, déplaçable verticalement dans une boîte à étoupe. Elle peut être abaissée jusqu'à toucher la base supérieure

---

([1]) J. Elster et H. Geitel, *Phys. Zeitschr.*, t. I, 1899, p. 11

([2]) J. Elster indique dans une Note du même volume, p. 213, la supériorité d'isolement de l'ambre sur l'ébonite qui lui a été indiquée par M. Quincke.

(*Note du traducteur.*)

du cylindre de dispersion, et, après charge de ce dernier, être retirée jusqu'au-dessus de l'ouverture O. En H et H' sont placés des tubes à robinets pour la rentrée et l'évacuation de l'air. La plaque de fer qui sert de base et par suite aussi la cage de l'électroscope et le cylindre protecteur sont reliés à la terre.

Pour effectuer une mesure de dispersion à l'intérieur de la cloche on abaisse la sonde S jusqu'au contact du cylindre Z, on charge celui-ci à un potentiel déterminé en attachant en P une pile sèche, on retire ensuite la sonde jusqu'au-dessus de O et on la relie elle aussi à la terre. La diminution de la charge de l'électroscope dans un temps déterminé (on a toujours choisi 15 minutes) s'observe sur l'échelle XX' et se calcule au moyen de la table d'étalonnage de l'instrument.

On détermine de temps en temps (de la manière décrite *in loco citato*) la perte d'électricité dans la cage de l'électroscope, y compris celle qui résulte de l'isolement non absolu de l'ambre, en enlevant le corps de déperdition Z après avoir soulevé la cloche, et chargeant les feuilles de l'électroscope seules avec leur support. La chute de potentiel qui se produit alors en 15 minutes s'est toujours montrée si faible, que la correction qui en résulte pour la grandeur de la dispersion ne dépasse pas les limites d'erreur.

Si l'on admet avec Coulomb que la perte d'électricité produite dans l'unité de temps par la dispersion est proportionnelle à la densité instantanée, on obtiendra, comme on sait, le coefficient dit *de dispersion a* par la formule

$$a = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V),$$

dans laquelle V_0 et V désignent les potentiels du corps en expérience au début et à la fin du temps d'observation t. Le coefficient de dispersion donne ainsi la fraction de la quantité d'électricité contenue dans le corps qui s'échapperait dans l'unité de temps, si la charge était maintenue constante pendant ce temps. Il devrait donc être indépendant de la grandeur de cette charge.

Comme dans la méthode employée la dispersion se fait presque exclusivement par le cylindre Z et sa tige, et que les parties du système chargé qui se trouvent dans l'électroscope ne servent qu'à augmenter la capacité sans perdre elles-mêmes des quantités d'électricité appréciables, il faut encore, conformément à une indication

antérieure [1], diviser l'expression $\frac{1}{t}(\log V_0 - \log V)$ par un facteur constant $1 - n$, dans lequel le nombre n représente le rapport de la capacité des conducteurs chargés situés dans l'électroscope à la somme des capacités de ceux-ci et du corps de dispersion Z. Le nombre $1 - n$ était, dans l'instrument utilisé, égal à 0,7.

Quand l'appareil était fraîchement monté, c'est-à-dire la cloche remplie d'air qui était pris dans la salle avec les fenêtres ouvertes, on trouvait, avec une charge initiale de 240 volts (indépendamment du signe) des valeurs de la dispersion, qui, calculées par la méthode indiquée, correspondaient à une perte d'environ 0,4 pour 100 par minute. Si l'on abandonnait l'appareil à lui-même, on trouvait le second jour une perte de 1,0 pour 100, le troisième de 1,2 pour 100, le quatrième de 1,4 pour 100. A partir de ce moment l'accroissement de la dispersion devenait plus lent et s'approchait peu à peu d'une limite d'environ 2 pour 100 par minute. La température n'oscillait que de quelques degrés aux environs de 20° C. On trouvait donc que le coefficient de dispersion dans le volume fermé de la cloche montait en plusieurs jours au quintuple environ de la valeur initiale. Il ne saurait donc être question d'une *diminution* de la conductibilité de l'air par suite de décharges effectuées au travers à bien des reprises pendant ce temps. L'augmentation observée peut être attribuée avec vraisemblance au fait connu (facile à comprendre dans l'hypothèse d'une ionisation) que dans l'air contenant des poussières la dispersion de l'électricité est plus forte que dans l'air qui en est dépourvu. La dispersion de l'électricité devait augmenter dans la mesure où la poussière primitivement en suspension dans l'air se déposait.

En accord avec cette interprétation se trouve le fait que le quatrième jour après le remplissage de la cloche, lorsque de l'air fut lentement aspiré du dehors en un faible courant, la dispersion tomba de 1,4 à 0,7 pour 100. De même la dispersion, une fois que l'appareil était rempli à nouveau avec l'air de la salle, augmentait brusquement de 0,5 à 0,8 pour 100, lorsqu'une partie de l'air intérieur était remplacée par de l'air qui avait filtré lentement sur de la ouate.

Dans les mesures examinées jusqu'ici, la charge initiale était, comme on l'a remarqué, de ± 240 volts. Si maintenant, après que la dispersion de l'électricité a duré 15 minutes, on continue les obser-

---

[1] J. Elster et Geitel, *Terrestrial Magnetism and Atm. Electricity*, t. IV, 1899, p. 221.

vations sans charger l'appareil à nouveau, en considérant la charge restante comme charge initiale, pour faire une nouvelle lecture après 15 minutes, et si l'on relie ainsi une mesure à une autre jusqu'à ce que la lecture devienne incertaine à cause de la petitesse de la divergence des feuilles de l'électroscope, la suite des coefficients de dispersion ne devrait, si la loi de dispersion de Coulomb était ici valable, présenter que de petites oscillations. L'expérience apprend que cela n'est pas le cas même approximativement. Parmi les nombreuses séries d'observations citons-en une ici :

A. *Charge positive, durée qui sépare les lectures :* 15 *minutes.*

Lectures en volts.	Coefficients de dispersion *a* par la formule de Coulomb pour 1 minute.	Pertes en volts en 15 minutes.
	pour 100	
245,6	1,34	32,2
213,4	1,71	35,3
178,1	1,86	31,7
146,4	2,39	32,4
144,0	3,03	31,0
83,0		

B. *Charge négative :*

Lectures en volts.	Coefficients de dispersion *a* par la formule de Coulomb pour 1 minute.	Pertes en volts en 15 minutes.
239,7	1,36	32,0
207,7	1,67	33,5
174,2	1,77	29,6
144,6	2,61	34,6
110,0	3,55	34,5
75,0		

(L'air sous la cloche avait été enfermé 3 jours.)

Ainsi, tandis que la perte d'électricité, évaluée en tant pour 100 de la charge initiale correspondante, s'élève à plus du double quand la charge initiale diminue, la différence des valeurs des potentiels lues à des intervalles de temps égaux est constante. L'expérience montre d'après cela que la quantité d'électricité qui disparaît du corps en expérience dans un temps déterminé n'est pas proportionnelle à sa charge à ce moment, mais possède une valeur invariable dans l'intervalle de 240 à 80 volts.

Ce phénomène a déjà été montré par Matteucci ([1]) pour des masses d'air renfermées, mais le fait n'a, à ce qu'il semble, appelé aucune attention.

Il se comprend aisément dans l'hypothèse que, dans l'air (comme

([1]) *Annales de Chimie et de Physique,* t. XXVIII, 1850, p. 390.

aussi dans les autres gaz), il existe un nombre normal d'ions bien déterminé et dépendant de la température de la pression, qui, sitôt qu'il est diminué par des forces électriques, se reconstitue de lui-même, par la production dans l'unité de temps d'une nouvelle quantité d'ions (dépendant également de la température et de la pression, mais *indépendante* du champ électrique dans les limites actuelles). Il ne peut donc pas (quelle que soit la charge initiale existante) disparaître dans l'unité de temps par ce qu'on appelle la déperdition une quantité d'électricité plus grande que celle qui peut être neutralisée par les ions de signes contraires formés en nombre invariable pendant ce temps.

Le phénomène correspond entièrement au fait constaté par MM. J.-J. Thomson et E. Rutherford sur l'air rendu artificiellement conducteur d'une manière anormale, que l'intensité du courant qui le traverse s'approche d'une limite quand on augmente la différence de potentiel (¹).

Peut-être n'est-il pas inutile d'ajouter que l'influence de la lumière du jour ou de l'éclairage artificiel n'était aucunement appréciable.

Une conséquence de l'hypothèse faite est que, si l'on crée dans l'espace clos un champ électrique indépendant de celui du corps de déperdition, la déperdition doit être diminuée, parce que ce second champ oblige une partie des ions produits à parcourir ses lignes de force. On réalise facilement ceci, en entourant la cloche d'un anneau de papier d'étain que l'on relie à un pôle d'une batterie d'accumulateurs pendant que l'autre est réuni au support métallique de l'appareil et par suite à la terre. On crée ainsi un champ électrique entre le cylindre protecteur EE′ et la paroi intérieure de la cloche.

On a obtenu par exemple les nombres suivants avec une charge positive de l'électroscope :

	Anneau de papier d'étain à la terre.	Anneau chargé négativement avec 2 acc.	Anneau chargé négativement avec 8 acc.	Anneau chargé positivement avec 8 acc.	Anneau de nouveau réuni à la terre.
Perte de voltage en 15 minutes........	46,7	37,8	27,9	25,9	45,2
Perte en tant pour 100 de la charge initiale en 1 minute.......	1,93	1,60	1,14	1,08	1,93

(L'air sous la cloche était resté en place depuis huit jours.)

(¹) J.-J. Thomson and E. Rutherford, *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 392.

On reconnaît que les ions étaient assez mobiles, dans l'air resté en place un temps assez long, pour obéir au champ créé par deux accumulateurs; on peut ajouter qu'un élément zinc-charbon suffirait déjà à diminuer la dispersion d'une manière appréciable [1].

Une certaine conductibilité, une proportion normale d'ions apparaissent donc comme une propriété nécessaire de l'air.

IV. — NOUVELLES EXPÉRIENCES SUR LA DISPERSION DE L'ÉLECTRICITÉ DANS LES MASSES D'AIR CLOSES.

Physikalische Zeitschrift, t. II, 1901, p. 560.

L'augmentation de conductibilité des espaces clos au cours du temps, signalée dans la Note précédente, n'est pas due au dépôt progressif des poussières contenues dans le gaz. Elle n'est pas due non plus à l'humidité.

..... D'après cela, s'il faut tenir pour invraisemblable l'existence d'une relation entre la conductibilité plus élevée prise par des masses d'air closes au cours du temps et le changement éventuel de leur teneur en poussières et en vapeur d'eau, la cause du phénomène n'en était devenue que plus mystérieuse.

Assurément il serait possible de provoquer artificiellement cet accroissement de conductibilité et même à un degré encore beaucoup plus élevé, en enfermant une trace de substance radioactive à l'intérieur de la masse d'air étudiée. Dans ce cas, par suite de l'activation progressive des parois du récipient comme aussi de l'air lui-même, la quantité d'ions formée par seconde croîtrait au cours du temps, jusqu'à ce qu'on atteigne un maximum de l'activité possible [2].

Il se posait donc naturellement la question de savoir si l'une des

---

(1) L'expérience est tout à fait analogue à celle par laquelle M. W. Giese a montré que la conductibilité des gaz de la flamme était due à des ions (*Wied. Ann.*, t. XVII; 1882, p. 570).

(2) Comparez à ce sujet P. Curie et A. Debierne (*Comptes rendus*, t. CXXXII, 1901, p. 548; *Comptes rendus*, t. CXXXII, 1901, p. 768. *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 500 et 513.

substances radioactives connues pouvait être présente sous la cloche, fût-ce en traces extrêmement minimes.

Comme nous savions à quel danger d'erreurs on s'expose, quand l'on fait des mesures de dispersion dans des salles où l'on conserve des substances radioactives, même dans des récipients métalliques bien fermés, nous avions éloigné de la maison dès l'abord toutes les préparations de ce genre et fait les expériences — ainsi que les précédentes — dans une chambre aussi éloignée que possible du laboratoire et avec un appareil monté partiellement à neuf. Si l'on ne pouvait ainsi attribuer que difficilement une influence au radium, on ne pouvait pas écarter avec autant de certitude la possibilité de la présence d'une petite quantité de terre thorique également radioactive. Comment pourrait-on du reste garantir, avec l'extension actuelle de l'éclairage à incandescence Auer, qu'un appareil est absolument privé de poussières thoriques, quand ses parties proviennent des magasins et des maisons de vente les plus divers? A cela s'ajoutait la constatation que la valeur limite de la dispersion semblait ne pas être indépendante des objets enfermés avec l'air sous la cloche ([1]).

Pour éviter tout malentendu, ce n'était pas la conductibilité de l'air en elle-même, mais son augmentation spontanée dans les espaces clos, qui nous forçait à nous défier de l'intervention de substances radioactives.

Pour écarter ces doutes il se présente une voie. Comme la dispersion sous une cloche de verre demandait un certain temps pour atteindre sa valeur maximum, il fallait, si ce phénomène dépendait de conditions générales, s'attendre à ce que, dans les espaces naturellement clos, à savoir dans les grottes, où l'air est presque stagnant, cette valeur maximum serait atteinte depuis longtemps et invariable. La grandeur de la masse d'air que l'on a là à sa disposition augmenterait en outre la dispersion, et rendrait les conditions expérimentales semblables à celles qui se présentent dans l'atmosphère libre.

Nous mîmes à exécution l'idée ainsi indiquée par une visite à la Baumannshöhle, dans le Harz, le 27 et le 28 avril de cette année, avant que l'éclairage électrique de la grotte qui fonctionne ordinairement pendant les mois d'été ne fût entré en activité ([2]).

Pour faire les lectures de l'instrument dans la grotte, on employait

---

([1]) Nous pensons revenir prochainement sur une cause possible de ce phénomène.

([2]) Nous devons une reconnaissance spéciale à M. l'inspecteur des forêts Stolze à Rübeland, dans le Harz, pour l'amabilité avec laquelle il a facilite notre projet.

soit une lanterne sourde, soit une lampe à pétrole avec verre, qui n'était approchée qu'un moment pour éclairer l'échelle, et ensuite éteinte. L'emploi de chandelles fumeuses était restreint au strict nécessaire, afin d'éviter autant que possible de souiller l'air avec de la fumée.

Les mesures comparatives à l'extérieur et à l'intérieur de la grotte montrèrent d'une manière frappante l'accroissement tout à fait anormal de conductibilité de l'air de la grotte. Afin de rendre les données directement comparables, on observa constamment avec le *cylindre protecteur* en place (1).

Ainsi on trouva le 28 avril au matin à $8^h 45^m$, dans l'air brumeux, à l'extérieur, devant l'entrée de la grotte, une dispersion de 0,61 pour 100 par minute. A l'intérieur, au contraire, au milieu de la grande salle désignée comme *salle de danse,* nous avons trouvé au début 11,3 pour 100. Une différence dans la dispersion pour les charges positive et négative n'était pas appréciable, mais la dispersion diminua en 2 heures jusqu'à 7,9 pour 100, tandis que l'air de la salle avait pris nettement l'odeur de la suie des chandelles. A midi nous observâmes à l'air libre devant la grotte, par suite de l'éclaircissement de l'atmosphère qui s'était produit entre temps, une dispersion de 1,6 pour 100.

Naturellement on ne négligea pas la détermination de la correction, c'est-à-dire la mesure de la déperdition de l'électricité dans la cage de l'électroscope. Celle-ci fut trouvée dans la grotte, à la fin des observations, moindre que 0,01 pour 100; elle est donc, comme toujours quand on emploie l'isolement à l'ambre, au-dessous de la limite d'exactitude de la méthode.

Pour apprécier exactement les résultats obtenus, on peut remarquer que les maxima les plus élevés, d'ailleurs extrêmement rares à l'air libre dans nos climats, ont atteint environ 3,5 pour 100. Les valeurs de la dispersion qui se rapprochent le plus de celles mesurées dans l'air des grottes sont celles que nous avons trouvées sur le sommet du Säntis et qu'Elster a observées au Spitzberg (2).

Il n'est pas nécessaire, pour reconnaître la conductibilité plus élevée des masses d'air closes, de chercher des grottes naturelles. Dans une cave de notre résidence nous avons trouvé une dispersion de 6,5

(1) La méthode de mesure est décrite en détail dans *Terr. Magnetism.*, t. IV, 1899, p. 216-222; plus brièvement dans *Physikalische Zeitschrift*, t. I, 1899, p. 11.

(2) J. Elster et E. Geitel, *Terr. Magnetism., loc. cit.*, p. 225. — J. Elster, *Physikalische Zeitschrift,* t. II, 1900, p. 115.

pour 100, après que les fenêtres avaient été tenues fermées pendant 8 jours. L'éclairage artificiel ne fut aucunement employé dans ces mesures, car la lumière du jour qui tombait à travers les fenêtres suffisait aux lectures de l'échelle. L'édifice auquel la cave appartient ne possède en aucune de ses salles l'éclairage à incandescence Auer, le soupçon d'une infection de la cave par la poussière de thorium n'a donc aucun fondement.

Les données des expériences peuvent être résumées ainsi :

L'accroissement progressif de la conductibilité électrique jusqu'à une certaine valeur limite, que l'on observe dans les masses d'air renfermées, ne peut être attribué que pour une partie insignifiante au dépôt des poussières primitivement présentes, et pas du tout aux variations de l'humidité. Il se manifeste d'une manière frappante par la conductibilité anormalement élevée de l'air dans les grottes et les caves fermées d'une manière durable.

Comme les masses d'air closes se comportent comme s'il y avait au milieu d'elles ou dans les parois qui les renferment de petites traces de substances radioactives, il ne semble pas impossible, ou bien que les éléments radioactifs connus jusqu'ici soient répandus partout, fût-ce à l'état de traces, ou bien que la radioactivité elle-même soit une propriété qui appartient aussi en petite proportion aux autres éléments.

Wolfenbüttel, juin 1901.

V. — SUR UNE NOUVELLE ANALOGIE DANS LES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DE L'AIR NATUREL ET DE L'AIR RENDU ANORMALEMENT CONDUCTEUR PAR LES RAYONS DE BECQUEREL.

Physikalische Zeitschrift, t. II, 1901, p. 590.

E. Rutherford (1) a trouvé que l'air qui a passé sur l'oxyde de thorium acquiert la propriété de rendre temporairement radioactifs les autres corps avec lesquels il vient en contact et que cet effet est beaucoup accru si l'on électrise négativement le corps soumis à l'expérience

(1) E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLIX, 1900, p. 1 et 161.

pendant tout le temps qu'il est entouré par l'air provenant de l'oxyde de thorium. Une charge positive ne possède pas cette influence de favoriser la production du rayonnement induit.

Les rayons de Becquerel émis par les substances ainsi activées artificiellement peuvent être mis en évidence le plus simplement par leur propriété de rendre l'air conducteur par ionisation; mais on peut aussi obtenir des actions sur la plaque photographique. D'après Dorn ([1]), Curie et Debierne ([2]), on peut, avec les préparations de radium, provoquer des phénomènes qui, dans leurs traits essentiels, sont de la même espèce.

Or, comme l'air amosphérique naturel, abstraction faite de la différence de l'intensité, montre, sous le rapport de la conductibilité électrique, de remarquables analogies avec les gaz qui ont été en contact avec les substances radioactives, il était tout indiqué d'y rechercher un rayonnement induit produit sans le concours de ces substances par l'air lui-même.

Les premières expériences faites dans cette direction, il y a environ un an, après la publication de la découverte de Rutherford, n'eurent qu'un résultat incertain, parce que la sensibilité de la méthode de mesure était insuffisante. Mais, pendant les recherches sur les propriétés électriques des masses d'air closes, l'idée qu'un tel rayonnement induit pouvait exister reçut un nouvel aliment par la constatation renouvelée des analogies de l'espèce indiquée; en même temps se présenta d'elle-même une méthode plus sûre et plus sensible.

Sous la grande cloche de verre décrite précédemment ([3]), se trouve, muni de son corps de déperdition, l'électroscope destiné à la mesure de la conductibilité de l'air renfermé; il peut être chargé du dehors au moyen d'une sonde, et est entouré d'une enveloppe de toile métallique fermée de toutes parts pour éviter les charges perturbatrices de la paroi de verre; si l'on amène sous la cloche une substance même très faiblement radioactive, sa présence se manifestera par l'augmentation de la dispersion électrique.

Nous avons utilisé précisément ce manteau de toile métallique qui entoure l'électroscope comme le corps d'expérience sur lequel nous

---

([1]) E. Dorn, *Sitzungsber. der naturforschenden Gesellschaft* à Halle, juin 1900.

([2]) Curie et Debierne, *Comptes rendus*, t. CXXXII, 1901, p. 548 et 768. *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 500 et 513.

([3]) *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 560.

cherchions à développer un rayonnement induit par contact avec l'air libre.

D'abord, on déterminait la perte de tension que l'électroscope, entouré de la toile métallique, subit dans un temps déterminé sous la cloche, par suite de la dispersion normale dans l'air fraîchement introduit. Ensuite nous exposions la toile métallique chargée positivement ou négativement pendant plusieurs heures à l'air libre dans le jardin. La charge était produite par une batterie d'accumulateurs à haute tension en série avec une pile Zamboni, ou mieux par une espèce de machine à influence à eau actionnée par la canalisation d'eau [1]; dans le premier cas, la différence de potentiel avec la terre pouvait être d'environ 600 volts; dans le second, elle était de quelques milliers de volts et correspondait à une longueur d'étincelle de 1^{mm} à 2^{mm}.

Une fois l'exposition terminée, la toile métallique était de nouveau placée sur l'électroscope et le tout sous la cloche, et l'on déterminait de nouveau la dispersion. On trouvait alors toujours une augmentation réelle, quelquefois très notable, de la dispersion des deux espèces d'électricité sous la cloche, quand la toile métallique avait été chargée *négativement;* pour une charge positive l'augmentation n'avait pas lieu. L'effet se manifestait aussi bien pour des toiles métalliques en laiton que pour des toiles en fer galvanisé; de grands morceaux de cuivre en lame mince, de carton ou de toile, comme aussi des feuilles de plantes, donnaient qualitativement le même résultat. La conductibilité anormale ainsi communiquée à l'air, c'est-à-dire l'action ionisante du corps précédemment exposé, diminue, comme dans les expériences de Rutherford, au cours du temps; pourtant elle est encore perceptible après un jour, même quand l'air sous la cloche est renouvelé fréquemment dans l'intervalle. Elle est d'autant plus élevée et plus durable que le corps en expérience a été exposé à l'air libre plus longtemps et avec une charge plus élevée, mais dépend aussi vraisemblablement des circonstances météorologiques. Les séries d'observations suivantes peuvent servir d'exemple :

26 *mai.* — *Cylindre en fil de laiton* (*mailles de* 2^{mm}).

8^h à 9^h a. Perte de tension par heure avant l'exposition : 37 volts.
$9^h 5^m$–11^h. Le cylindre est exposé avec une charge *négative.*

---

[1] Ce simple appareil, formé par la combinaison de deux waterdropper de Thomson, a été décrit par nous aux *Wied. Ann.*, t. XXV, 1885, p. 114.

$11^h 5^m$-$12^h 5^m$. Perte de tension par heure : 63 volts.
$12^h 8^m$-$2^h 7^m$. Perte de tension par heure : 47,5 volts.

27 *mai.* — *Cylindre en fil de laiton.*

$7^h 20^m$ a.-$8^h 20^m$. Perte de tension par heure avant l'exposition : 44 volts.

$8^h 40^m$-$10^h 40^m$. Le cylindre est exposé avec une charge *positive*.

$10^h 43^m$-$11^h 43^m$. Perte de tension par heure : 38 volts.

29 *mai.* — *Toile de fer galvanisé* (*mailles de* 20^{mm}).

$8^h 22^m$ a.-$9^h 22^m$. Perte de tension par heure avant l'exposition : 47 volts.

$9^h 35^m$-$10^h 20^m$. Le cylindre est exposé avec une charge *positive*.

$10^h 24^m$-$11^h 9^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 45,3 volts.

$11^h 15^m$-$12^h 0^m$. Le cylindre est exposé avec une charge *négative*.

$12^h 3^m$-$12^h 48^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 97,3 volts.

1^h-$2^h 5^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 67,0 volts.

$5^h 0^m$-$6^h 0^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 42,0 volts.

31 *mai.* — *Toile de fil de fer galvanisé.*

$8^h 20^m$ a.-$11^h 30^m$. Le cylindre est exposé avec une charge *négative*.

$11^h 33^m$-$11^h 48^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 244 volts.

$12^h 24^m$-$12^h 39^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure : 192 volts.

$9^h 1^m$-$9^h 31^m$. Perte de tension calculée pour 1 heure (cloche aérée dans l'intervalle) : 53 volts.

19 *juin.* — *Expériences sur des feuilles de plantes qui étaient placées sur la toile de fil de fer galvanisé.*

$2^h 4^m$-$2^h 19^m$ p. Trois feuilles de marronnier d'Inde *non* chargées auparavant étaient placées sur la toile métallique. Chute de tension calculée pour 1 heure : 48,4 volts.

$2^h 25^m$-$2^h 40^m$. Trois feuilles analogues mais exposées pendant 16 heures avec une charge *négative*. Chute de tension calculée pour 1 heure : 321,6 volts.

21 *juin* (suite).

$2^h 3^m$-$2^h 18^m$ p. Trois feuilles *non* chargées, comme ci-dessus. Chute de tension, calculée pour 1 heure : 69,6 volts.

$2^h 26^m$-$2^h 41^m$. Trois feuilles exposées pendant 16 heures avec une charge *positive*. Perte de tension par heure : 68,8 volts.

(La toile métallique avait été exposée avec une charge négative depuis le 19 juin au soir jusqu'au 20 au matin ; à cause de cela il subsistait encore le 21 juin une conductibilité de l'air un peu élevée, mais qui n'augmenta pas par l'introduction des feuilles chargées positivement au préalable.)

La charge des objets exposés à l'air libre se faisait dans tous les cas au moyen de la machine à influence à eau.

Très appropriés aux expériences décrites se montrèrent aussi des fils de cuivre de 10^m à 20^m de long et de 0^{mm},5 d'épaisseur, qui étaient tendus isolés dans le jardin et chargés jusqu'au potentiel équivalent à 2^{mm} d'étincelle environ. Après une exposition de 24 heures, nous les roulions et les placions sur la toile métallique sous la cloche de verre. L'accélération de la déperdition est très nette quand la charge antérieure était négative, même quand on enveloppe le rouleau de fil dans une feuille d'aluminium. Une charge positive préalable n'a aucune action de ce genre.

Si l'on frotte le fil quand il a été chargé négativement pendant 24 heures, avec un morceau de papier filtre, le papier prend une faible activité. On obtient un effet plus intense si, comme le faisait Rutherford dans ses expériences sur le rayonnement induit du thorium, on humecte le papier, avant de frotter le fil, avec un peu d'acide chlorhydrique, que l'on chasse tout de suite après par un chauffage dans une capsule de porcelaine, prolongé jusqu'à ce que le papier soit carbonisé. Le charbon ainsi obtenu est relativement très actif, mais l'activité diminue déjà notablement en quelques heures ([1]).

Déjà le fait que les fils qui ont été exposés avec une charge négative rendent l'air conducteur à travers une feuille d'aluminium, montre qu'il doit se produire un véritable rayonnement de Becquerel. Cependant une confirmation de cette expérience par la voie photographique était très désirable. Une grande difficulté réside dans ce fait que la substance active est répandue à l'état de division extrêmement fine à la surface du conducteur considéré, et par suite difficile à obtenir sous une forme concentrée. Il était néanmoins possible d'obtenir une action photographique faible du papier carbonisé, activé par le procédé décrit ci-dessus, à travers une lame d'étain et une couche de

([1]) Le fil employé avait été d'abord lavé avec de l'acide chlorhydrique pur; le résidu de l'évaporation de l'acide employé s'était montré inactif.

feuilles d'aluminium ; cependant ce fait a besoin encore d'un contrôle avec perfectionnement de la méthode.

Parmi les conséquences que l'on peut tirer de ces expériences sur les propriétés électriques de l'atmosphère, nous signalons seulement la suivante : partout où une chute de potentiel positive élevée de l'électricité atmosphérique amène une densité plus grande de la charge négative du sol, comme par exemple sur les sommets des montagnes, doit se produire une activation de la surface terrestre et par suite une conductibilité plus élevée de l'air.

Certaines anomalies signalées dans le précédent travail ([1]), que nous avons observées dans les expériences sur la dispersion de l'électricité dans les espaces clos, lorsque nous introduisions des corps qui avaient été précédemment exposés à l'air pendant un certain temps avec une charge électrique, trouvent maintenant leur explication.

Il n'est pas vraisemblable que les mesures de dispersion électrique à l'air libre aient pu être influencées d'une manière appréciable par une activation progressive de l'appareil de mesure lui-même : cela résulte de la brièveté du temps d'exposition employé (15 minutes) et du renouvellement continuel de l'air par le vent dans les conditions normales.

Nous résumons l'essentiel de la précédente communication de la manière suivante : l'air atmosphérique naturel a la propriété de rendre temporairement radioactifs les corps négativement chargés de n'importe quelle espèce au contact desquels il arrive.

Si l'on adopte l'expression introduite par Rutherford d'*émanation* des substances radioactives pour désigner leur propriété de rendre les gaz qui les entourent non seulement conducteurs, mais eux-mêmes radioactifs, il faut admettre l'existence dans l'atmosphère d'une telle émanation, c'est-à-dire, d'après une publication toute récente de Rutherford ([2]), d'un gaz radioactif.

([1]) Page 202, note 1.
([2]) E. Rutherford, *Nature*, t. LXIV, 1901, p. 157.

VI. — DESCRIPTION DU PROCÉDÉ POUR OBTENIR DES SUBSTANCES TEMPORAIREMENT RADIOACTIVES AVEC L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

Physikalische Zeitschrift, t. III, 1902, p. 305.

Les auteurs donnent des détails sur les procédés à employer pour obtenir des substances temporairement actives avec l'air ordinaire. Ils recommandent l'emploi des fils de cuivre ou d'aluminium chargés *négativement* à l'air libre ou dans les caves.

.... L'obtention d'impressions photographiques au moyen des substances radioactives extraites de l'air est notablement plus difficile que la mise en évidence de leur action sur l'électroscope. Cela tient d'abord à leur rayonnement relativement faible, ensuite à la diminution rapide de ce rayonnement avec le temps. Aussi n'avons-nous pas réussi à obtenir des impressions nettes sur la plaque photographique avec les fils activés tout seuls. Il faut, pour y réussir, concentrer d'abord dans un petit espace la masse rayonnante, qui est répandue sur le fil en couche superficielle extrêmement mince. On y arrive, comme on l'a déjà indiqué plus haut, en frottant le fil avec un morceau de cuir. Si l'on humecte celui-ci avec quelques gouttes d'ammoniaque, il prend, quand on frotte un fil de cuivre, une couleur bleuâtre d'oxyde de cuivre ammoniacal; en chauffant très fortement, jusqu'à brûler le cuir, on chasse aussi rapidement que possible l'ammoniaque et l'humidité.

Avec les fils d'aluminium, on peut, comme il a été dit aussi, s'épargner l'emploi de procédés chimiques. Les morceaux de cuir ainsi préparés, recouverts de la couche superficielle du métal activé, montrent à l'électroscope une activité très vive, qui est tout à fait comparable, pour une surface égale, à celle du minerai d'urane; ils exercent aussi des actions photographiques à travers des couches opaques.

Pour obtenir des radiogrammes de ce genre, nous opérons de la manière suivante :

Une plaque Schleussner extra-sensible placée dans une enveloppe de papier opaque à la lumière est recouverte, la couche sensible vers le haut, avec quelques feuilles d'aluminium. Sur la couche d'aluminium on place une feuille de plomb de la grandeur de la plaque

photographique, percée d'une silhouette caractéristique. Le tout est maintenu solidement ensemble par deux fortes bandes de caoutchouc.

On place alors sur les ouvertures de la plaque de plomb un morceau de cuir activé, avec la substance active vers le bas, et on le recouvre lui-même sur la face postérieure avec une autre plaque métallique de même grandeur. Celle-ci est de nouveau réunie avec le paquet qui se trouve au-dessous au moyen de deux bandes de caoutchouc.

Comme la première paire de bandes maintient la feuille de plomb et la plaque Schleussner réunies ensemble dans une position invariable, on peut après 4 heures environ enlever le morceau de cuir devenu presque inactif et le remplacer par un autre récemment activé. Cette opération peut se continuer aussi longtemps que l'on veut.

Avec un fil d'environ 20m de longueur activé à l'air libre, il fallait, pour obtenir des images quelque peu frappantes, remplacer le cuir de six à huit fois; au contraire, avec un fil exposé dans une cave, il suffisait de renouveler le cuir trois ou quatre fois. Le fil restait d'ailleurs chargé en permanence; pendant le frottage seulement la machine à influence ou la bobine de Ruhmkorff étaient détachées.

Il est à peine besoin de mentionner que l'interposition de la couche d'aluminium entre la substance active et la plaque photographique avait pour seul but de protéger cette dernière contre quelque influence chimique directe que la substance aurait peut-être pu produire à travers le papier opaque. Si l'on renonce à cette précaution, on peut aussi laisser de côté la plaque de plomb et placer directement le cuir activé sur le papier opaque qui enveloppe la plaque. On obtient alors au développement, après une seule opération, une reproduction parfaite de toutes les traces que le fil avait laissées sur le cuir au moment où on l'avait frotté.

Il est recommandable d'ajouter au développateur une forte proportion de bromure de potassium à la concentration usuelle $\frac{1}{10}$, car les plaques tendent d'autant plus à se voiler que l'on a continué plus longtemps le renouvellement de la substance active. Ainsi les plaques de plomb elles-mêmes semblent ne pas être complètement opaques pour cette espèce de rayonnement.

VII. — SUR LA RADIOACTIVITÉ DE L'AIR CONTENU DANS LE SOL.

Physikalische Zeistchrift, t. III, 1902, p. 574.

Nous avons montré récemment que le phénomène de la radioactivité induite, c'est-à-dire la faculté d'émettre temporairement des rayons de Becquerel, pouvait être développé sur des corps quelconques sans l'intermédiaire des éléments rares du groupe radioactif, par contact avec l'air atmosphérique [1]. L'air se comporte ici exactement comme s'il était lui-même radioactif à un faible degré ou chargé de traces d'une *émanation* rayonnante par contact avec des matières actives. Cette propriété activante se manifeste avec une intensité particulière dans l'air renfermé des caves spacieuses; elle semble ici en relation étroite avec l'accroissement anormal de la conductibilité électrique. Ainsi on pouvait enlever par frottement à des fils qui avaient été exposés avec une charge négative, pendant quelques heures à l'air d'une telle cave, des substances qui, malgré leur masse extraordinairement faible, provoquaient avec une netteté parfaite l'ionisation des gaz, l'impression de la plaque photographique, la phosphorescence d'un écran au platinocyanure de baryum.

Ces expériences ont été, dans l'intervalle, répétées d'autre part et confirmées dans leurs résultats [2].

L'origine de l'activité considérable de l'air des grottes et des caves, les conditions qui la provoquent, restaient tout à fait énigmatiques. Assurément, les expériences sur les masses d'air plus faibles, enfermées hermétiquement sous une cloche de verre, avaient mis aussi en évidence un accroissement de la conductibilité électrique avec le temps, et même cette constatation avait suggéré la première les recherches sur les propriétés électriques de l'air dans les grottes.

---

(1) J. Elster et H. Geitel, *Physikalische Zeitschrift,* t. II, 1901, p. 590. — H. Geitel, *Verhandl. d. Ges. deutscher Naturforscher und Aerzte,* à Hambourg, 1901, p. 72 et H. Geitel, *Physikalische Zeitschrift,* t. III, 1901, p. 76.

(2) Rapports sur les travaux d'électricité atmosphérique dans l'année 1901-1902 rédigés par les membres de la Commission d'électricité atmosphérique, Göttingen, 1902. Rapport de H. Ebert, *Physikalische Zeitschrift,* p. 7. Aussi : E. Rutherford, *Physikalische Zeitschrift,* t. III, 1902, p. 210.

Mais quantitativement le maximum de la conductibilité atteinte dans ces conditions artificielles restait bien au-dessous de la valeur trouvée dans l'air des grottes.

Il était donc naturel de ramener l'ionisation considérable et l'effet activant de l'air des grottes et des caves à une influence des parois, et d'attribuer aux pierres des murailles elles-mêmes un rayonnement Becquerel primaire. A vrai dire, l'essai direct d'échantillons de pierre ne fournit aucun indice à l'appui de cette hypothèse, mais il ne faut pas oublier que peut-être déjà les traces les plus faibles, à peine décelables directement, de matières radioactives dans les parois, pouvaient, avec le temps, remplir l'air enfermé de leur émanation. Mais si, malgré ce résultat négatif, l'activité anormale de l'air dans les espaces souterrains provenait de la terre elle-même, elle devait se manifester, d'une manière au moins aussi intense que dans l'air des grottes, dans l'air qui est enfermé dans les plus petites vacuoles et dans les fentes capillaires du sol.

D'autre part, on pouvait penser que l'activité normale dans les masses d'air limité croissait avec le volume d'une manière encore inconnue et que, par suite, c'était seulement la capacité plus grande des grottes et des caves, en opposition avec les faibles dimensions que comportent des expériences de laboratoire, qui provoquait l'activité supérieure de l'air.

Nous avons cherché à obtenir une solution expérimentale dans les deux directions indiquées.

Nous avons examiné, d'une part, les propriétés radioactives de l'air qui sortait directement du sol, d'autre part, de l'air qui était resté enfermé trois semaines dans une chaudière à vapeur encore inutilisée, de plusieurs mètres cubes de capacité.

L'arrangement expérimental était, dans le premier cas, le même que dans les expériences citées au commencement. L'électroscope C [1], muni du corps de dispersion Z et entouré d'une toile métallique MM' à grosses mailles, était placé sur une plaque de fer planie AB, le tout était recouvert d'une grande cloche en verre tubulée de 27^l de capacité, dont le bord inférieur s'appliquait hermétiquement sur la plaque de base. On pouvait charger l'électroscope par la tubulure supérieure

---

(1) La figure est identique à la figure 2 ci-dessus, sauf que le cylindre EE' est enlevé et remplacé par une toile métallique cylindrique MM' à grosses mailles ayant presque le diamètre intérieur de la cloche et posé sur la plaque de base AB.

(*Note du traducteur.*)

au moyen de la sonde isolée PS, mobile à frottement; après la charge, la sonde était toujours relevée jusqu'au-dessus de l'enveloppe de fil métallique et reliée à la terre. Deux tubes à robinet (H et H'), l'un à la tubulure, l'autre dans la plaque inférieure, servaient à l'introduction de l'air étudié.

L'appareil étant fraîchement monté et rempli d'air de la salle, on observait à l'électroscope chargé une diminution de la charge avec le temps par suite de l'ionisation spontanée bien connue de l'air. Comme le courant de saturation est largement atteint avec les tensions employées, il disparaît dans des temps égaux des quantités égales d'électricité; ou bien, comme la capacité de l'électroscope ne change que faiblement par suite des déplacements des feuilles, le potentiel décroît simplement proportionnellement au temps. La diminution dans un temps déterminé, environ 15 minutes, était de 15 à 20 volts; au bout de plusieurs jours seulement cette valeur s'élève d'ordinaire, comme on l'a déjà signalé ci-dessus, au double environ, puis elle reste stationnaire; dans les expériences à décrire, on n'attendait pas d'avoir atteint cet état.

Pour extraire des échantillons d'air du sol, nous fîmes avec une tige de fer mince un trou de $1^m,5$ environ de profondeur dans la terre molle du jardin, et nous y enfonçâmes un tube de verre de même longueur, mais de telle sorte qu'il n'arrivait pas tout à fait jusqu'à l'extrémité inférieure du canal. La terre fut alors comprimée et piétinée sur les côtés, et, pour assurer une meilleure adhérence contre le tuyau, arrosée d'eau superficiellement. L'extrémité émergente fut mise en relation par un tube de caoutchouc avec le robinet de communication de la base de l'appareil; le robinet supérieur était réuni par une canalisation en caoutchouc avec une trompe à eau.

Avant le début de l'expérience, on déterminait la quantité dont le potentiel de l'électroscope chargé tombait en 15 minutes, aussi longtemps que la cloche était remplie avec le simple air de la salle. Puis la trompe aspirante fut mise en marche et l'on observa de quelle manière la dispersion électrique sous la cloche changeait, pendant qu'il y pénétrait de plus en plus d'air extrait du sol. (La cage de l'électroscope était remplie d'air sec grâce à la présence d'un morceau de sodium.)

On trouva, comme il ressort de l'exemple d'une série d'observations cité ci-dessous, un accroissement très notable de la dispersion, qui atteignit finalement une valeur si élevée, que l'électroscope fut déchargé en quelques minutes.

Série d'expériences du 25 au 27 août.

	Avant l'introduction de l'air du sol.	Air du sol introduit; après				
		5 min.	10 min.	15 min.	30 min.	60 min.
Chute de potentiel en 15 minutes et en volts	18,0	133	246	380	480	525

	Robinets fermés; après		
	3 heures.	24 heures.	48 heures.
Chute de potentiel en 15 minutes et en volts...	550	460	430

Perte dans l'électroscope en 15 minutes : 7,2 volts.

La durée d'observation dut par suite être réduite à 3 minutes environ et l'on a déduit par le calcul la perte en 15 minutes de celle observée pendant ce temps. Il était du reste indifférent de faire les opérations avec les robinets ouverts, c'est-à-dire pendant que l'air était en mouvement (assurément très faible), ou bien avec les robinets fermés, c'est-à-dire au repos. L'introduction de l'air du sol aurait pu altérer l'isolement de l'électroscope en dépit de la dessiccation du sodium : il n'en était rien, comme nous nous en assurâmes par le procédé connu, aussitôt après la fin de la série d'expériences, en déterminant la dispersion à l'intérieur de la cage de l'électroscope une expérience spéciale. (*Voir* le Tableau ci-dessus.)

Au lieu de conduire l'air directement du sol dans la cloche, on peut aussi remplir un grand flacon avec de l'air extrait du sol et introduire ensuite celui-ci dans la cloche en le chassant avec de l'eau. Ainsi la dispersion monta, par exemple, de 12 volts en 15 minutes à 66 volts, après qu'on eut chassé dans la cloche 3^l d'air fraîchement extrait du sol. Si l'on éloignait de nouveau celui-ci en aérant la cloche, la dispersion tombait à 19 volts. Si elle ne reprend pas tout à fait la valeur initiale, cela tient à l'activité induite par l'air du sol sur la surface intérieure de la cloche, l'électroscope lui-même et son enveloppe de toile métallique ; cette activité ne disparaît de nouveau progressivement qu'au bout de plusieurs heures. En fait, l'air aspiré hors du sol n'est pas seulement anormalement conducteur, mais il contient aussi, comme l'air des grottes et des caves, et avec une intensité particulière, cette émanation radioactive, grâce à laquelle il rend temporairement actif un corps quelconque par simple contact : on

sait que cette activation est la plus énergique possible, quand on maintient le corps employé à l'expérience à un potentiel négatif (E. Rutherford). Pour montrer l'activité induite par l'air du sol, nous avons employé l'appareil décrit, dont nous retirâmes l'électroscope. A la sonde était attaché un fil métallique qui pendait librement sous la cloche à l'intérieur de l'enveloppe de toile métallique, sans toucher la plaque de base. En reliant la sonde à une pile sèche, elle fut chargée pendant plusieurs heures à — 2000 volts, tandis que la cloche était remplie d'air extrait du sol ou traversée par cet air en courant très lent. L'activité ainsi provoquée par unité de longueur du fil était, malgré la petitesse du volume d'air employé, du même ordre de grandeur que celle que nous avons obtenue, dans des conditions d'ailleurs semblables, à l'intérieur de vastes caves. L'intensité de l'émanation active, et aussi sa quantité par unité de volume, doit donc être plus élevée encore dans l'air du sol que dans celui des caves. D'accord avec cette conception, on trouva que l'introduction sous la cloche de la même quantité d'air extrait d'une cave, au lieu d'air aspiré hors du sol, n'élevait la dispersion que d'une manière insignifiante (de 2 à 3 volts). Il faut remarquer encore que l'activité induite par l'air du sol dans des espaces très petits, comme par exemple à l'intérieur de tubes étroits à travers lesquels l'air est aspiré, ne peut pas être montrée nettement.

Le procédé qui consiste à recueillir d'abord l'air sortant du sol dans un récipient spécial et à le transporter ensuite sous la cloche rend possible la comparaison de l'activité d'échantillons extraits de différentes espèces de terrains; si toutefois l'on a le droit d'admettre que ces échantillons ne changent pas de propriétés quand on les conserve quelque temps. Comme le montre l'expérience, on ne peut constater aucune diminution de l'activité au cours de quelques heures; au contraire, il se produit au début, comme pour l'air atmosphérique ordinaire, un accroissement de la conductibilité jusqu'à ce que, le maximum étant atteint, il s'ensuive une décroissance très lente.

Si l'on doit arriver à la conclusion que la constitution du sol a une influence sur la radioactivité de l'air qui y est enfermé, la conception déjà indiquée au début sera la plus naturelle : d'après elle la source de l'activité doit être cherchée dans un rayonnement Becquerel primaire de la substance terrestre. A coup sûr l'air du sol dans le voisinage des gisements naturels des composés d'urane et de thorium se montrera particulièrement actif.

D'autre part, il faudrait examiner s'il est possible que cette activité

provienne de profondeurs considérables et ne se soit propagée jusqu'à la surface de la terre que par un processus analogue à la diffusion. En examinant des échantillons d'air provenant de divers endroits et de diverses profondeurs, on pourrait sans doute donner une réponse à des questions de ce genre.

On aura le droit, d'après cela, d'affirmer que la conductibilité élevée de l'air dans les caves et les grottes, comme aussi leur propriété de provoquer la radioactivité induite dans une bien plus forte mesure que l'air atmosphérique libre, repose sur leur teneur en air du sol, c'est-à-dire en air qui provient des capillaires terrestres et est arrivé par eux dans les espaces souterrains. Les différences d'activité de l'air dans les différents espaces de ce genre pourront être attribuées à une ventilation inégale, ainsi qu'à l'accès plus ou moins facile des exhalaisons du sol.

D'après ce qui a été dit jusqu'ici, on pourrait prévoir le résultat de la seconde expérience déjà indiquée ci-dessus; il était à prévoir qu'un récipient protégé contre la pénétration de l'air du sol et fermé hermétiquement de toutes parts ne manifesterait, même s'il était de grandes dimensions, *aucun* accroissement notable de l'activité de l'air intérieur au cours du temps. Grâce à l'amabilité du directeur d'une fabrique de machines d'ici, M. La Baume, auquel nous devons pour cette raison tous nos remercîments, l'occasion nous fut offerte d'enfermer un volume d'air de 23^{m^3} pendant plusieurs semaines et d'étudier ensuite ses propriétés radioactives. A travers une chaudière à vapeur du volume indiqué fut tendu en longueur un fil métallique (d'aluminium); il fut maintenu par des bouchons de caoutchouc solidement fixés dans deux petites ouvertures diamétralement opposées. La chaudière close de toutes parts étant restée abandonnée pendant trois semaines, nous remplaçâmes les bouchons de caoutchouc par des petits tubes isolants en ébonite, et nous chargeâmes le fil à un potentiel de 2000 volts pendant 2 heures. On trouva qu'il n'avait acquis par là aucune radioactivité nettement décelable. Il était malheureusement impossible de mesurer directement la conductibilité de l'air intérieur au moyen de l'appareil de dispersion; d'après les expériences citées plus haut sur les petites masses d'air, il est à présumer qu'elle était montée au double environ de la valeur normale, très au-dessous par suite de celle de l'air des caves ou même du sol.

D'après le résultat des deux expériences décrites, nous considérons comme vraisemblable que la propriété de l'air atmosphérique de provoquer une radioactivité induite provient au moins pour la plus grande

part de son contact avec la terre, contact qui est du reste le plus intime dans les espaces capillaires du sol. La masse d'air non négligeable par rapport à la masse totale de l'atmosphère, qui est cachée au-dessous de la surface visible du sol, est, pour la fraction principale, le véhicule de l'émanation radioactive. La présence d'une certaine quantité de cet air dans un espace clos agit comme celle du thorium ou du radium; elle provoque un rayonnement induit qui élève l'ionisation de l'air jusqu'à un maximum, dont la grandeur dépend de la quantité et de l'activité de l'air du sol présent. Ainsi s'explique l'accroissement mystérieux de la conductibilité dans les volumes d'air limités.

La présence d'ions libres dans l'air atmosphérique est rendue également compréhensible par la mise en évidence de substances fortement radioactives dans la portion de l'atmosphère qui est située au-dessous de la surface de la terre, et où la diffusion provoque des échanges continuels avec la masse d'air supérieure. Assurément dans un système exposé à des influences aussi variées que l'enveloppe aérienne de la terre, il ne saurait être question d'une cause unique de l'ionisation; il est hors de doute qu'à côté de la source indiquée d'autres encore, en particulier le rayonnement du Soleil, entrent en ligne de compte.

VIII. — RÉSUMÉ DES PRINCIPALES NOTES DE MM. ELSTER ET GEITEL PUBLIÉES DANS *Physikalische Zeischrift*, t. IV, 1902-1903 et t. V, 1904.

Tome IV, page 96. — J. Elster. — *Sur des appareils transportables pour la détermination de la radioactivité de l'air naturel.* (Construits en commun avec M. Geitel.)

Étude de la variation de la radioactivité induite sur des fils chargés négativement, suivant les conditions de l'expérience. Appareils employés.

Page 97. — J. Elster. — *Sur des expériences relatives à la radioactivité induite par l'air atmosphérique dans le cas des potentiels positifs.* (En commun avec M. Geitel.)

Un fil chargé *positivement* (fil d'aluminium de 13^{m}) et exposé dans une cave prend une très légère activité induite. A l'air libre l'effet est insensible.

Page 97. — H. GEITEL. — *Sur quelques expériences de dispersion électrique dans l'air,* effectuées en commun avec M. Elster.

Un champ électrique parasite même très faible diminue la déperdition d'un électroscope exposé à l'air, par suite de la suppression par ce champ d'un certain nombre d'ions. Diverses expériences de confirmation des idées émises dans les Notes antérieures.

Page 137. — J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur un perfectionnement dans les lectures de l'électroscope d'Exner.*

Page 138. — J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur des appareils transportables pour la détermination de la radioactivité de l'air ordinaire.*

Cette Note et la précédente sont consacrées à des perfectionnements de détail de l'appareil de déperdition décrit dans le § I.

Page 439. — J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur la phosphorescence scintillante de la blende de Sidot, provoquée par l'émanation radioactive.*

Répétition avec les substances activées par l'air atmosphérique de l'expérience du spinthariscope de Crookes.

Page 522. — J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur l'émanation radioactive contenue dans l'air atmosphérique.*

I. (H. Geitel). — Des échantillons de terres de provenances diverses possèdent des radioactivités appréciables et fort inégales. La radioactivité de l'air extrait du sol semble due à la présence dans le sol de certaines substances radioactives inégalement réparties et qui sont peut-être les substances déjà connues.

II. (J. Elster). — Expériences sur la dépendance qui existe entre la radioactivité de l'atmosphère et les divers éléments météorologiques.

Tome V, page 11. — J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur la substance radioactive dont l'émanation est contenue dans l'air du sol et dans l'atmosphère.*

Comme suite à leurs recherches antérieures, les auteurs se proposent de rechercher quelle est la substance radioactive qui contribue le plus à la radioactivité du sol et de l'air. L'argile recueillie en certains endroits, bien que relativement assez active, ne l'était pas assez pour se prêter à une séparation. La boue de la source thermale de Battaglia (Italie), appelée *fango,* qui est trois ou quatre fois plus active que ces

argiles, se prête au contraire à des essais de séparation, bien qu'elle soit au moins 100 fois moins active que l'uranium. On obtient assez aisément par des traitements chimiques (précipitation du principe actif par le chlorure de baryum en présence de sulfates) ou par électrolyse (activation de la cathode) des substances 100 à 160 fois plus actives que le produit initial, c'est-à-dire de même activité que l'uranium. Le traitement employé semble indiquer qu'on se trouve en présence de traces de *radium*.

L'étude de la disparition progressive de l'activité induite sur des fils par l'air extrait du *fango*, du sol, ou de l'atmosphère, conduit au même résultat : la constante de temps et la loi de désactivation coïncident, en effet, avec celles que M. et M[me] Curie ont données pour la radioactivité induite par le radium.

Il semble donc qu'il faille attribuer au radium les phénomènes de conductibilité et de radioactivité dont l'atmosphère est le siège. Cette conclusion est en accord avec les travaux récents d'autres observateurs (Ebert, Himstedt, J.-J. Thomson, Sella et Pochettino, Adams, etc.).

Page 321. — J. Elster et H. Geitel. — *Sur la radioactivité de diverses espèces de terres et de dépôts.*

Différents terrains volcaniques et les dépôts de beaucoup de sources thermales sont remarquablement actifs. La boue de Baden-Baden a une activité du même ordre que celle de l'uranium. La loi de décroissance de l'activité induite qu'elle produit semble devoir indiquer l'existence d'un élément radioactif nouveau.

MM. Elster et Geitel ont exposé leurs travaux sur l'électricité atmosphérique dans plusieurs autres Recueils, donnant tantôt des exposés d'ensemble assez sommaires, tantôt des exposés détaillés sur certains points. La série des Notes publiées à la *Physikalische Zeitschrift* nous paraît représenter le mieux la suite de leurs idées et de leurs expériences. Voici, à titre documentaire, la liste de leurs principales publications dans les divers Recueils autres que la *Physikalische Zeitschrift*. Nous avons omis quelques Notes d'importance secondaire, parues dans les années 1, 2, 3 de ce dernier Recueil.

Elster et Geitel. — *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, t. IV, 1899, p. 213; t. IX, 1904, p. 49.

Elster et Geitel. — *Wien. Ber.*, t. III, Abt. II*a*, 1902, p. 952.

Elster et Geitel. — *Die Welt der Technik*, t. II, n° 5.

Geitel. — *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik,* t. I, 1904.

Geitel. — *Ueber die Anwendung der Lehre von den Gasionen auf die Ersch. der atm. Elektricität,* Braunschweig, 1901.

Elster et Geitel. — *Archives des Sciences physiques et naturelles,* t. XIII, 1902, p. 113; t. XVII, 1904, p. 5; t. XIX, 1905, p. 5.

SUR LE MÉCANISME DES RAYONS CATHODIQUES
ET DES « KANALSTRAHLEN

PAR PAUL EWERS.

Traduit de l'allemand par Léon BLOCH.

Annalen der Physik, t. LXIX, 1899, p. 167 à 199.

M. Ewers part de cette remarque que le nombre donné par Wien pour la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ dans le cas des rayons canaux relatifs à une électrode de fer, coïncide, aux erreurs d'expérience près, avec celui qu'on peut prévoir en appliquant la loi de Faraday aux particules dont se composent ces rayons, supposés arrachés à la substance de l'anode. Il s'est proposé de vérifier cette hypothèse dans le cas général, et de mesurer simultanément les valeurs de v et de $\frac{e}{m}$ au moyen des deux équations

$$q = ne, \tag{1}$$

$$\alpha^2 a = n \frac{m}{2} v^2. \tag{2}$$

La première est fournie par une expérience galvanométrique (q = intensité de courant; n = nombre de particules émises), la deuxième par une expérience calorimétrique (a = énergie transportée par les rayons canaux, $\alpha^2 a$ = fraction de cette énergie transformée en chaleur par le choc sur le fond du tube).....

Appareils.

La source d'électricité était une machine Töpler à influence, auto-excitatrice, à vingt plateaux fixes et vingt plateaux mobiles, du dernier modèle de l'Institut mécanique Oscar Leuner à Dresde. Les plateaux mobiles faisaient dans les expériences suivantes huit révolutions par seconde et la quantité d'électricité développée était $3,1 . 10^{-4}$ coulombs par seconde. Dans aucun cas on n'emploie de bouteilles de

Leyde, et l'on évite avec le plus grand soin toutes les étincelles. Le nombre des décharges que la machine envoie par seconde dans un tube à vide se détermine à l'aide d'un petit tube de Geissler au moyen du miroir tournant, et est d'environ 60 000, quand le tube à vide et le tube de Geissler sont en série sur la source d'électricité. Le nombre des décharges, en l'absence du tube de Geissler, ne pouvait se déterminer, car les dimensions transversales du tube à vide étaient trop grandes pour permettre des observations au miroir tournant et, si l'on interposait une fente étroite, la clarté était trop faible pour permettre de distinguer nettement les images successives de la fente et d'en mesurer l'écartement.

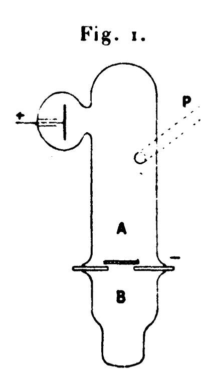
Le vide s'obtenait par une trompe de Geissler, avec robinet à trois voies, précédée d'une trompe à eau.

La pression dans le récipient à vider se calculait d'après le nombre de fois qu'on avait actionné la trompe et le rapport des volumes du corps de la pompe au reste de l'appareil.

Les tubes à vide furent employés, suivant le but auquel ils devaient servir, sous trois formes différentes.

La figure 1 représente un tube à rayons canaux tel qu'il fut em-

Fig. 1.

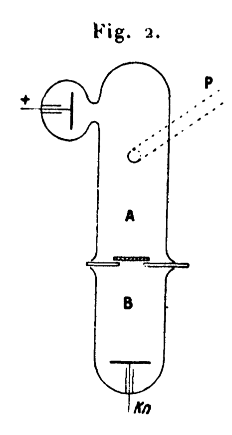


ployé pour certaines mesures calorimétriques. L'anode se trouve ici dans une boule latérale soudée sur la partie A ; elle est en aluminium. Son diamètre est de 14^{mm}. L'étranglement qui termine la partie B est destiné à permettre l'emploi d'un calorimètre aussi petit que possible. Les deux parties A et B sont mastiquées sur l'anneau qui doit servir de cathode et qui dépasse de quelques millimètres les bords étalés et rodés du tube. Le tube P va à la trompe. La lumière du tube A et de la partie large de B est de 3^{cm}, celle de la partie étroite $2^{cm},2$. Une droite normale à l'anode en son milieu coupe l'axe de A

à 11^{cm} de distance de la cathode et a elle-même 3^{cm},7 de long. Le fond du tube B est à 4^{cm},5 de la cathode.

La figure 2 fait voir une seconde forme de tube à rayons canaux, utilisée surtout pour les mesures de débit, mais aussi pour les mesures

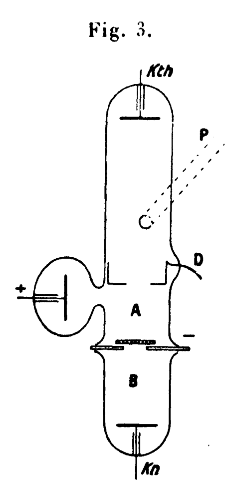
Fig. 2.



d'énergie. La partie A est la même que sur la figure 1. Au fond du tube B est soudée une électrode auxiliaire (K*n*) de 11^{cm} de diamètre qui, lorsque le tube est mastiqué sur la cathode, est distante de celle-ci de 4^{cm}.

Pour l'étude simultanée des rayons cathodiques et des rayons canaux, on a employé le tube de la figure 3. Dans une boule soudée

Fig. 3.

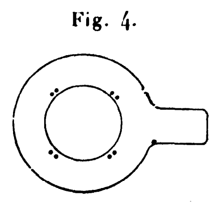


latéralement sur A se trouve l'anode (+), un disque d'aluminium de 26^{mm} de diamètre. Le milieu de l'anode est à 5^{cm} de distance de l'axe

de A et à 3^{cm} du plan de la cathode. En D est un diaphragme en tôle d'aluminium, percé d'une ouverture de 9^{mm} de diamètre, relié métalliquement à l'extérieur par un fil de platine, soudé au verre. Ce diaphragme était placé à $4^{cm},7$ de la cathode. L'électrode (Kth.) avait un diamètre de 26^{mm} et était située à 13^{cm} de la cathode. La partie B du tube est la même que sur la figure 2.

Les cathodes employées, dont la forme est indiquée figure 4,

Fig. 4.



étaient en tôle d'aluminium de 2^{mm} d'épaisseur, percées d'une ouverture de 18^{mm} de diamètre. Au bord de cette ouverture étaient percés quelques trous, servant à fixer les cathodes des différentes substances, prises sous forme de toile métallique fine. La toile dépassait d'environ 2^{mm} le bord de l'aluminium, de sorte que les espaces A et B ne communiquaient que par les mailles étroites de la toile.

On s'est servi des toiles métalliques suivantes, de structure quadrillée :

1.	Toile d'aluminium	en fils de	$0^{mm},25$	distants de	1^{mm}
2.	» de fer	»	0,17	»	0,83
3.	» de platine	»	0,14	»	0,67

Les mesures calorimétriques furent faites avec deux calorimètres cylindriques en laiton mince. Le liquide calorimétrique fut toujours l'essence de térébenthine. Le thermomètre employé était divisé en $\frac{1}{5}$ de degré de sorte qu'on pouvait encore estimer assez bien le $\frac{1}{50}$ de degré. Les calorimètres avaient une valeur en eau de 7,208 et 18,147.

Pour mesurer la quantité d'électricité recueillie par l'électrode auxiliaire (*fig.* 2) on se servait d'un galvanomètre Wiedemann avec bobine spéciale très bien isolée à la gomme laque. L'étalonnage montre qu'une déviation de 2^{mm} à 2^{m} de distance correspond à un courant de $1,7.10^{-6}$ ampère ou à une quantité d'électricité de $1,7.10^{-6}$ coulomb.

La différence de potentiel entre la cathode et l'anode était lue au moyen d'un voltmètre Ebert-Hoffmann. Il fut étalonné au moyen

d'un électromètre cylindrique absolu Bichat et Blondlot. Les racines carrées des déviations, qui sont proportionnelles aux tensions, se plaçaient très exactement sur une ligne droite.

On étudia les décharges dans différents gaz, savoir l'hydrogène, l'azote et le gaz carbonique.....

I. — Expériences sur les « kanalstrahlen ».

a. Mesures des quantités d'électricité. — La cathode du tube à vide étant mise au sol, il n'en passait pas moins, dans la partie B du tube ne renfermant pas l'anode, un flux d'électricité positive, qui commençait au moment où apparaissaient les « kanalstrahlen ». La machine étant en marche, on constatait un afflux continu d'électricité positive, facile à mesurer au galvanomètre et à évaluer en unités absolues. Ceci confirme d'abord la découverte de M. Wien, d'après laquelle les particules des « kanalstrahlen » transportent de l'électricité positive.

Mais on constate de plus le fait remarquable que la nature du gaz influe beaucoup sur l'apparition du phénomène et sur son évolution. Pour mettre ce fait en évidence, je me permets de donner pour une série de cas les résultats numériques *in extenso*. Comme M. Goldstein l'a déjà observé, les « kanalstrahlen » commencent par sortir de toute la surface libre de la toile métallique qui sert de cathode; à mesure que la pression baisse ils s'éloignent progressivement du bord de la cathode et le faisceau de « kanalstrahlen » finit par se concentrer sur l'axe du tube.....

Suit une série de tableaux numériques avec courbes représentatives.....

Les résultats obtenus de la sorte sont résumés dans le Tableau suivant. P désigne la pression où les « kanalstrahlen » cessent d'atteindre l'électrode auxiliaire, évaluée en millimètres de mercure; W le parcours moyen des molécules en millimètres à la pression P; Q le diamètre, à la même pression, de l'ensemble des molécules contenues dans 1^{cm^3}.

La cathode était en aluminium.

Gaz.	H_2.	N_2.	CO_2.
P.	0,26	0,14	0,095
W.	0,542	0,535	0,544
Q.	3,25	3,30	3,25

On voit immédiatement que l'apparition des « kanalstrahlen » dépend du chemin moyen des molécules du gaz dont le tube est rempli et de leur diamètre d'ensemble par centimètre cube. D'une manière plus précise, les « kanalstrahlen » apparaissent dans un gaz à une pression d'autant plus élevée que le chemin moyen est plus long, de sorte que des « kanalstrahlen » de longueur déterminée ne prennent naissance que *lorsque le degré de vide est tel que les parcours moyens soient les mêmes dans les différents gaz.*

Un second problème consistait à rechercher si l'apparition des « kanalstrahlen » dépend de la nature de la cathode. A cet effet j'ai employé la cathode décrite précédemment, mais en y remplaçant la toile d'aluminium par de la toile de fer ou de platine. Ce procédé me semblait justifié par le fait que les « kanalstrahlen » n'émanent que des ouvertures de la cathode et ne peuvent être influencés par l'anneau d'aluminium massif qu'ils ne traversent pas.

Suivent les Tableaux numériques correspondants.

Réunissant les résultats obtenus pour les différents métaux, on obtient le Tableau suivant. K désigne la substance de la cathode, G le gaz et P la pression, en millimètre de Hg, où les « kanalstrahlen » disparaissent.

K.	Al.			Fe.			Pt.		
G......	H^2	N^2	CO^2	H^2	N^2	CO^2	H^2	N^2	CO^2
P......	0,26	0,14	0.095	0,261	0,14	0,093	0,262	0,142	0,095

Il suit de là que la pression à laquelle les « kanalstrahlen » parviennent jusqu'à l'électrode Kn chargée de les recueillir, *est indépendante de la nature de la substance qui constitue la cathode.*

b. Mesures calorimétriques. — En mesurant la quantité de chaleur produite par le choc des « kanalstrahlen », on peut calculer la vitesse des particules qui les constituent, en admettant que ce soient des ions de la substance de la cathode ayant même valence que dans l'électrolyse. On a fait en même temps des mesures de différence de potentiel, car les études de Kaufmann, Wien et autres, sur la déviation magnétique, ont montré que la vitesse dépend essentiellement de la chute de potentiel cathodique.

Dans le Tableau suivant, T désigne la tension à l'anode en volts, E l'énergie fournie au tube par seconde, A la chaleur fournie par seconde au calorimètre, les deux dernières en unités absolues.

Dans la dernière ligne on donne aussi le rapport R à l'énergie totale de l'énergie transportée par les « kanalstrahlen ».

Cathode d'aluminium.

	1.	2.	3.	4.	5.
T..........	3580	3450	3330	4600	4100
$E.10^7$.......	1,11	1,07	1,04	1,44	1,27
$A.10^6$......	1,205	1,19	1,175	1,6	1,44
P..........		0,0078		0,0024	
R pour 100..	10,9	11,1	11,3	11,2	11,3

On voit, comme moyenne de cinq expériences, que 11,5 pour 100 *au moins* de l'énergie fournie au tube sont dépensés dans les « kanalstrahlen », qui restituent cette énergie sous forme de chaleur lorsqu'ils rencontrent le tube.

Si maintenant on considère les « kanalstrahlen » comme des ions positifs aluminium, on peut, des nombres ci-dessus, déduire la vitesse. L'aluminium a pour poids atomique 27. En le considérant comme trivalent, on obtient $\frac{e}{m} = 1070$ C.G.S. On tire alors de la formule donnée au début la valeur

$$u = \alpha \sqrt{\frac{2a}{q} \cdot \frac{\varepsilon}{m}}.$$

On obtient ainsi les cinq vitesses moyennes suivantes :

$$v_1 = \alpha.1,73.10^7 \,[\text{cm. sec}^{-1}] \quad \text{sous} \quad 3580 \text{ volts},$$
$$v_2 = \alpha.1,72.10^7 \,[\text{cm. sec}^{-1}] \quad \text{sous} \quad 3450 \text{ volts},$$
$$v_3 = \alpha.1,71.10^7 \,[\text{cm. sec}^{-1}] \quad \text{sous} \quad 3330 \text{ volts},$$
$$v_4 = \alpha.1,91.10^7 \,[\text{cm. sec}^{-1}] \quad \text{sous} \quad 4600 \text{ volts},$$
$$v_5 = \alpha.1,81.10^7 \,[\text{cm. sec}^{-1}] \quad \text{sous} \quad 4100 \text{ volts}.$$

La vitesse de projection des atomes d'aluminium au travers de la cathode augmente donc avec la tension. Pour une tension d'environ 5000 volts, qui dépend d'ailleurs de la pression, elle aurait une valeur voisine de $\alpha.2.10^7$ (cm. sec^{-1}).

En comparant les résultats fournis par l'aluminium à ceux que donnent le fer et le platine, on obtient le Tableau suivant :

	Al.	Fe.	Pt.	
v..........	$\alpha.1,97.10^7$	$\alpha.1,2.10^7$	$\alpha.6,3.10^6$	(cm. sec^{-1})

Tandis que les mesures de M. Wien ne faisaient connaître la vitesse

des « kanalstrahlen » que pour des électrodes de fer, on connaît maintenant les vitesses pour l'aluminium et pour le platine. Elles sont toutes trois de même ordre de grandeur.

Un troisième problème consiste à comparer la quantité de mouvement qui traverse, sous forme de « kanalstrahlen », un centimètre carré de surface cathodique active, avec la quantité de mouvement, rapportée à 1^{cm^2}, liée aux molécules du gaz. Comme ce rapport dépend du nombre d'atomes projetés par *une décharge unique,* j'ai dû regarder, pour obtenir un ordre de grandeur approximatif, le nombre 60000 comme représentant le nombre des décharges par seconde, bien que ce nombre soit certainement trop faible.

La formule $n = \frac{q}{e}$ permet alors de calculer le nombre d'atomes projetés par une décharge, et le produit nm fournit la masse pulvérisée en grammes.

On trouve :

n.			nm.		
Al.	Fe.	Pb.	Al.	Fe.	Pb.
$6,5.10^9$	$1,62.10^{10}$	$1,03.10^{10}$	$1,46.10^{-13}$	$7,51.10^{-13}$	$1,66.10^{-12}$

On voit donc que la masse projetée par une décharge est extraordinairement petite. Même avec 60000 décharges par seconde, on ne projette que $8,75.10^{-9}$ grammes d'aluminium, et de ces $8,75.10^{-9}$ grammes la plus grande partie est rejetée dans le gaz par choc élastique. Si l'on veut déterminer approximativement le temps nécessaire pour précipiter 1^{mg} de métal sur la paroi opposée à la cathode, il faut tenir compte du facteur de réduction $\alpha = 3$ (déterminé par comparaison avec les résultats de Wien) : on trouve alors qu'il faut une durée de 288 heures. La grandeur de ce nombre répond à l'objection qu'on peut faire à la conception des « kanalstrahlen » comme un bombardement moléculaire.

La connaissance des masses projetées permet de calculer les quantités de mouvement, et d'énoncer la loi suivante :

La quantité de mouvement des molécules du gaz, estimée suivant une direction, est du même ordre de grandeur que celle du métal pulvérisé. A partir du moment où le vide est assez avancé pour que la quantité de mouvement du métal projeté soit égale ou supérieure à celle du gaz, les « kanalstrahlen » commencent à se propager. Naturellement l'énergie emmagasinée dans les « kanalstrahlen » n'est pas

tout d'abord entièrement utilisable, car beaucoup d'ions sont arrêtés par les molécules du gaz. Ce n'est que lorsque le chemin moyen est devenu très grand, et la quantité de mouvement du gaz très petite par rapport à celle des ions, que l'influence des molécules sur les ions devient négligeable....

2. — Expériences sur les rayons cathodiques.

Afin de pouvoir comparer les rayons cathodiques et les « kanalstrahlen » sous des conditions voisines, on a mesuré avec un seul et même tube, pour les deux sortes de rayons, la quantité d'électricité et l'énergie transportées. On a varié comme ci-dessus la nature de la cathode et du gaz.

Les expériences suivantes ont été faites avec le tube de la figure 3. Pour l'étude des rayons cathodiques, l'anode (+) et le diaphragme D étaient mis au sol. Pour mesurer la quantité d'électricité reçue par l'électrode KH, on la reliait au sol à travers un galvanomètre. La tension était mesurée à la cathode (—). L'électrode Kn restait isolée. Pour l'observation des « kanalstrahlen », c'est la cathode (—) qui était mise à la terre. La tension était lue à l'anode comme dans la partie I. L'électrode KH et le diaphragme D restaient isolés.

Suivent les tableaux numériques représentant les expériences.

Comme cela avait déjà lieu pour les « kanalstrahlen », on constate que les débits, pour une cathode déterminée, sont indépendants du gaz renfermé dans le tube; par contre l'énergie est variable, comme on peut s'y attendre, puisqu'elle dépend non seulement des vitesses, mais encore des quantités de mouvement.

En admettant la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ donnée par M. Kaufmann ($1,86 . 10^7$), on peut calculer la vitesse par la formule

$$v = \sqrt{\frac{2a}{q} \frac{e}{m}}.$$

En substituant les valeurs numériques trouvées pour une cathode d'aluminium dans l'air, il vient

$$v = 2,57 . 10^9 (\text{cm-sec}^{-1}).$$

Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle donnée par M. Wien, bien que 4 fois plus faible.

Mes expériences ne me permettaient de déterminer ni e, ni m, ni le rapport $\frac{e}{m}$; j'ai donc dû me référer aux résultats acquis par d'autres méthodes. En prenant pour $\frac{e}{m}$ la valeur fournie par l'électrolyse, j'obtenais une vitesse 1000 fois plus faible que la vitesse déduite des mesures de déviation magnétique. Dans l'hypothèse d'une projection d'ions H, la vitesse était cent fois trop faible.

Dans cette dernière hypothèse on arrive à ce résultat curieux, que les valeurs de eV_θ dans la formule de Kaufmann sont presque identiques à celles des $\alpha^2\frac{m}{v}V^2$ pour des ions H. Cet accord ne prouve pas l'identité des rayons cathodiques et des ions H, qui ne va pas sans difficultés, mais alors on est ramené à l'hypothèse de *microions* ou *corpuscules*.

Conclusions.

A. — « KANALSTRAHLEN ».

I. Lorsqu'on fait progressivement le vide en actionnant régulièrement la machine électrique, le moment où les « kanalstrahlen » apparaissent ne dépend pas de la nature de la cathode (Al, Fe, Pt); par contre, il dépend de la pression du gaz : il faut que les parcours moyens des différents gaz (H^2, N^2, CO^2) aient atteint la même valeur ($0^{mm},541$ dans le cas de mes tubes) pour une distance de 4^{cm} entre la cathode et l'électrode qui recueille les charges. Ce point correspond à des pressions de $0^{mm},261$, $0^{mm},141$ et $0^{mm},054$ de Hg. A ces pressions le diamètre d'ensemble des molécules par centimètre cube est aussi le même, soit $3^{cm},24$.

II. Ce point correspond aussi à un minimum de la différence de potentiel entre la cathode et l'anode.

III. Les « kanalstrahlen » commencent à se propager à partir du moment où les particules de métal pulvérisé possèdent une quantité de mouvement égale ou supérieure à celle du gaz ambiant.

IV. Les « kanalstrahlen » sont probablement des ions positifs arrachés à la cathode.

V. Leurs vitesses v ont été trouvées égales

Pour	Al à	4600	volts	à	$5{,}73.10$ (cm-sec^{-1})
»	Fe »	5200	»	»	$3{,}6\ .10^7$ (cm-sec^{-1}
»	Pt »	5350	»	»	$1{,}69.10^7$ (cm-sec^{-1}).

VI. La masse transportée par les « kanalstrahlen » n'est pas suscep-

tible d'être mise directement en évidence, car le transport de 1^{mmg}, dans les conditions où l'on a opéré, prendrait 288 heures.

VII. Les « kanalstrahlen » restituent, sous forme de chaleur, de 11 à 18 pour 100 de l'énergie fournie au tube.

B. — RAYONS CATHODIQUES.

I. A très basse pression le débit est indépendant de la nature du gaz.

II. Les rayons cathodiques restituent, sous forme de chaleur, environ 16 pour 100 de l'énergie fournie au tube.

ERRATA.

Pages 222, 223 et 224 *au lieu de* rayons canaux, *lire* « kanalstrahlen ».

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE

DE LA

CONDUCTIBILITÉ DES GAZ EXTRAITS DES FLAMMES,

PAR W. GIESE.

Extraits traduits de l'allemand par A. GALLOTTI.

Annalen der Physik und Chemie, t. XVII, 1882, p. 1 à 42, 236 à 257 et 519 à 550.

.... CHAPITRE IV. — Écarts observés par rapport à la loi d'Ohm : l'intensité du courant est trop petite pour les forces électromotrices les plus grandes.

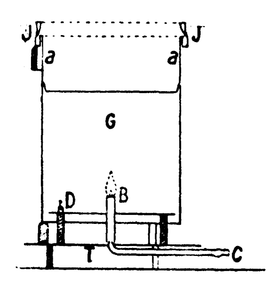
.... CHAPITRE V. — La conductibilité du gaz est diminuée d'une façon permanente par un courant électrique.

.... CHAPITRE VI (3e Mémoire). — Écarts de la loi d'Ohm pour lesquels l'intensité du courant a été trouvée trop grande pour de grandes forces électromotrices. Cas où la conductibilité est augmentée d'une façon permanente par un courant électrique.

Les dispositifs employés par l'auteur dans ce travail sont les suivants :

La conductibilité des flammes est étudiée en produisant celles-ci dans des appareils du genre de celui que représente la figure 1. La flamme est celle

Fig. 1.

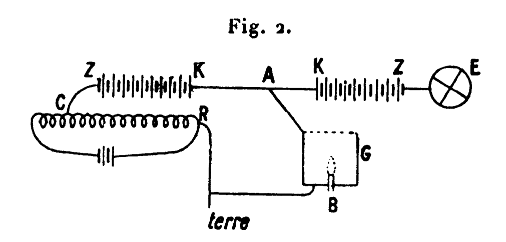


d'un brûleur Bunsen dont le tuyau d'amenée du gaz C traverse une première plaque de laiton T isolée sur des pieds de verre. Le second tube du brûleur, qui est tout à fait séparé du premier, traverse une seconde plaque de laiton D

reposant sur la première par des pieds isolants; la borne D permet de se mettre en relation par cette plaque avec l'extrémité inférieure de la flamme. Enfin celle-ci est entourée par un cylindre en laiton (l' « étui ») G, large d'une trentaine de centimètres, et de hauteur variable, grâce à des morceaux que l'on peut y ajouter. La communication avec la partie supérieure de la flamme est assurée par des toiles métalliques telles que *aa* formant couvercle.

Pour apprécier les différences de potentiel entre les extrémités de la flamme, c'est-à-dire entre la plaque du fond et l'étui, on peut employer des dispositions analogues à celles de la figure 2, qui permet en même temps le passage du

Fig. 2.



courant dans la flamme. La flamme B brûle dans l'étui G, ZK et KZ sont deux séries opposées de dix éléments zinc-cuivre, E un électromètre, enfin C un contact pris en un point variable d'un rhéostat R dont les extrémités communiquent avec les pôles d'une pile Daniell, l'une étant au sol en même temps que B. La position de C pour que l'électromètre soit au zéro permet d'évaluer le potentiel de G.

.... Chapitre VII. — Durée de la conductibilité des gaz de la flamme. Conclusions.

.... 59. Dans cet état de choses, toute hypothèse édifiée pour éclaircir les phénomènes étudiés dans ce travail serait forcément frappée d'un caractère de grande incertitude, et je reconnais qu'il en est ainsi même pour celles que j'ai imaginées dans le cours de mes recherches. Si cependant j'entreprends de les exposer ici comme conclusion de cet article, c'est seulement pour montrer qu'il est généralement possible d'envisager sous un point de vue unique tous les faits dont il a été question, si différents qu'ils semblent.

L'exemple de l'air rendu conducteur par un fil incandescent montre qu'il n'est pas indispensable que des phénomènes chimiques entrent en jeu pour que se produise la conductibilité dans les gaz, car on ne comprend pas de quelle façon la présence d'un fil incandescent pourrait modifier les propriétés chimiques de l'air atmosphérique. Il faut donc rechercher pour les propriétés conductrices une cause purement mécanique. Les électrolytes sont, jusqu'à présent, les conducteurs

pour lesquels ont été faites les suppositions les meilleures en vue d'expliquer le mécanisme de la conductibilité. On suppose pour eux ([1]) qu'il existe déjà, avant le passage du courant dans l'électrolyte, des *ions*, atomes ou groupe d'atomes isolés ne formant pas de molécules complètes. Ce sont eux qui permettent le passage du courant en se déplaçant dans la direction des lignes de force, emportant avec eux des charges électriques.

On devra étendre tout d'abord cette hypothèse aux gaz en supposant que leurs propriétés conductrices sont liées à l'existence préalable d'ions ([2]) définis dans le même sens. D'après les idées qui règnent actuellement sur la constitution du gaz, il devrait déjà exister des ions dans chaque gaz à la température et à la pression ordinaires, mais en petite quantité : leur nombre croîtrait quand la température s'élève. Pour l'air atmosphérique, en particulier, les résultats des paragraphes 54 et 55 nous conduisent à supposer qu'aux températures inférieures à 100°, les ions (c'est-à-dire des atomes isolés d'azote et d'oxygène) sont trop peu nombreux pour produire une conductibilité électrique appréciable pour nos appareils; mais, quand il y a contact avec un fil incandescent, leur nombre augmente beaucoup, par suite de la destruction des molécules et ils peuvent conduire une quantité d'électricité appréciable. A l'intérieur des gaz qui s'élèvent d'une flamme, il y aurait de même de nombreux atomes isolés ou des groupes d'atomes ne formant pas encore de molécules, soit à cause de la haute température de la flamme, soit, d'après Hittorf ([3]), par suite de réactions chimiques.

Si maintenant on refroidit une masse gazeuze renfermant le nombre d'ions considérable qui correspond à son état thermique, ceux-ci vont se réunir en molécules chaque fois qu'il y aura rencontre d'ions différents. Mais, plus ils deviendront rares, plus seront rares leurs rencontres et moins il se produira de molécules nouvelles; et si l'abaissement de température se produit rapidement (comme dans nos expériences où il y a contact avec des métaux bons conducteurs de la chaleur, ou mélange avec de l'air froid), il peut arriver que le gaz contienne beaucoup plus d'ions que dans les conditions normales à température égale; et il peut ainsi être conducteur à une température

---

([1]) Clausius, *Pogg. Ann.*, t. CI, 1857, p. 345.

([2]) La définition ne s'écarte de celle qui précède qu'en ce que l'on entend généralement par ions les parties constitutives d'une molécule saline. W. G.

([3]) Hittorf, *Wied. Ann.*, t. VII, 1879, p. 588.

où il serait isolant s'il n'avait pas subi de réchauffement antérieur.

Comme on le voit, il est nécessaire de supposer, pour cette anomalie des propriétés conductrices, que les ions sont très peu nombreux vis-à-vis des molécules : plus leur nombre sera grand plus le gaz pourra se rapprocher, dans un refroidissement rapide, de son état normal; ou, en se plaçant au point de vue électrique, plus la conductibilité est grande, plus vite elle disparaîtra par le refroidissement; mais, par contre, ses dernières traces pourront subsister longtemps encore.....

FONDEMENTS D'UNE THÉORIE CORPUSCULAIRE

DE LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE,

PAR W. GIESE.

Extrait traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Annalen der Physik und Chemie, t. XXXVII, 1889, p. 576 à 609.

II. — L'électricité, dans les gaz conducteurs, est-elle transportée par les molécules ou par les ions?

.... 9. Nous venons d'apprendre, dans le Chapitre précédent, que les charges moléculaires sont plusieurs milliers de fois plus grandes que les plus fortes charges produites mécaniquement; ce résultat a une grande importance pour faire admettre l'hypothèse d'après laquelle ce sont les ions qui transportent l'électricité dans les gaz conducteurs.

L'explication de la conductibilité des gaz par une convection au moyen des molécules semble être très répandue. Citons comme un des exemples les plus récents les déclarations qu'a faites M. E. Wiedemann (1) pour expliquer ses opinions théoriques sur les décharges électriques dans les gaz et dans les flammes. Pour chaque espèce de

(1) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. XXXV, 1888, p. 255.

conduction, qui n'est pas de nature disruptive, il prétend que les molécules (¹) et les particules de poussière portent des décharges convectives. De même, dans les flammes et pour de faibles différences de potentiel des électrodes, la conductibilité repose pour lui sur le transport de l'électricité par les couches gazeuses voisines des électrodes, c'est-à-dire, en somme, par les molécules.

10. D'après M. Wiedemann, toutes les expériences faites jusqu'ici doivent parler en faveur de sa manière de voir et contre le transport de l'électricité par les ions. Je suis d'un avis entièrement contraire, car je ne connais pas un seul cas où soit prouvé d'une façon précise le transport par les molécules, tandis qu'il existe toute une série de considérations et de faits qui s'élèvent d'une façon très précise contre l'hypothèse que les molécules soient, en général, électrisables.

L'air, avec la vapeur d'eau qui y est répandue, constitue le meilleur isolateur que nous connaissions. Mais pourtant, si les molécules d'air ou de vapeur sont électrisables, comment cet air peut-il être isolant, puisqu'un nombre incalculable de molécules frappe à chaque instant chaque millimètre carré du conducteur? L'hypothèse d'une couche superficielle condensée, dans laquelle pourraient être retenues les molécules chargées, n'améliore pas les choses, car l'électricité devrait alors se trouver sur la surface extérieure de cette couche où devraient continuellement entrer des molécules déjà chargées, et d'où sortiraient des molécules non encore électrisées. Si les molécules étaient électrisables, les gaz devraient conduire l'électricité au moins aussi bien que la chaleur.

11. Ajoutons encore ceci : si la molécule de vapeur d'eau se conduit comme un corps conducteur et peut prendre et emporter de l'électricité, comment expliquer que l'eau distillée présente une résistance si considérable, comment dans les dissolutions aqueuses la conductibilité repose-t-elle exclusivement sur la présence des ions des sels ou des acides dissous, comment se fait-il que de toutes les expériences entreprises pour montrer l'existence d'une conductibilité métallique dans l'eau (²) aucune n'ait donné un résultat certain? En un mot comment se fait-il que la molécule de vapeur d'eau change si complètement son rôle conducteur en passant à l'état liquide?

(¹) E. Wiedemann, *loc cit.*, p. 258, 259, 260, 262.
(²) G. Wiedemann, *Electricität,* t. II, 1883, p. 485.

12. Et enfin : comment expliquera-t-on que le mélange de ces particules, soi-disant électrisables, que nous appelons *l'air atmosphérique*, ne puisse pas, d'après les expériences de Nahrwold ([1]), se laisser charger, même à l'aide de l'électricité qui s'écoule d'une pointe?

Toutes les difficultés signalées donnent donc à penser que la molécule ne peut pas avoir grande tendance à se laisser utiliser à la façon d'une balle de moelle de sureau pour la décharge des conducteurs.

13. Jetons maintenant un regard d'ensemble sur la série des cas où la conductibilité électrique des gaz est bien établie, comme la décharge par les pointes ou dans les étincelles, par les flammes et les corps qui brûlent, dans les tubes de Geissler, et enfin le phénomène plus récemment connu de la décharge par les radiations ultra-violettes. Tous peuvent se comprendre sous les mêmes conditions que celles qui nous permettent de supposer de rapides mouvements moléculaires, conditions avec lesquelles peut se produire une destruction de quelques molécules, c'est-à-dire une formation d'ions. D'ailleurs, pour expliquer l'action des rayons ultra-violets, M. E. Wiedemann ([2]) admet que les oscillations des molécules sont d'un ordre de grandeur tout à fait inusité.

La cause de ces rapides mouvements moléculaires auxquels les ions doivent leur existence est très différente dans les cas que nous avons cités. Pour les flammes, les corps incandescents, la lumière ultra-violette, la cause n'est pas d'origine électrique, les ions prennent naissance suivant l'occasion, qu'il y ait ou non de l'électricité à conduire. Dans les décharges par les pointes, les étincelles ou dans les tubes de Geissler, il y a de fortes tensions électriques qui morcellent les molécules et préparent ainsi le chemin à l'écoulement de l'électricité. Cette différence dans la manière d'être des propriétés conductrices n'empêche d'ailleurs pas que finalement la conduction s'effectue dans tous les cas par les mêmes moyens de transport, c'est-à-dire par les ions, comme l'ont supposé Schuster ([3]) pour les tubes de Geissler et Arrhenius ([4]) pour l'action des rayons ultra-violets.

14. Voilà à peu près les faits essentiels qui s'opposent à ce qu'on

---

([1]) Nahrwold, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 460.
([2]) E. Wiedemann, *loc. cit.*, p. 259.
([3]) Schuster, *Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 74.
([4]) Arrhenius, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 565 ; t. XXXIII, 1888, p. 638.

admette le transport de l'électricité par les molécules et non par les ions. A tout cela s'ajoute cette remarque qu'en admettant, contre toute vraisemblance, que la molécule conduise l'électricité, ce serait un agent de transport infiniment lourd qui, dans les cas les plus favorables, aurait une masse 20 000 fois plus considérable que les ions pour produire le même effet électrique.

Le résultat de toutes ces considérations est donc que dans les gaz et les liquides, d'après toutes les expériences actuelles, la molécule n'est vraisemblablement pas électrisable; et que l'hypothèse du transport par les ions est admissible dans tous les cas et qu'elle est suffisante pour la conductibilité dans les gaz et les électrolytes. Je montrerai dans la suite que les propriétés conductrices des métaux peuvent s'expliquer sans molécules conductrices.

SUR LA DÉVIATION DES RAYONS DE BECQUEREL

DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE,

PAR F. GIESEL.

Traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIX, 2 novembre 1899, p. 834 à 836.

MM. Elster et Geitel ont montré, il y a quelque temps, que la conductibilité communiquée à de l'air fortement raréfié par des rayons de Becquerel est diminuée par l'influence d'un champ magnétique. Cette action pourrait être attribuée à une déviation directe des rayons par le champ magnétique; on a recherché si le phénomène lumineux produit sur un écran phosphorescent par les rayons venant du vide éprouvait un changement de position dès que le champ magnétique était établi. On a déduit de ces recherches que les rayons de Becquerel ne subissaient, sous l'influence des forces magnétiques, aucune déviation comparable à celle des rayons cathodiques ([1]).

J'ai obtenu, dans un espace rempli d'air, une action nette produite par un champ magnétique sur les rayons de Becquerel. La source des rayons était constituée par 0^{g},1 d'une préparation au polonium ([2]) obtenue récemment et par conséquent très active. La disposition de l'expérience était excessivement simple. Sur les pôles S, N d'un

(S) P (N)

électro-aimant en fer à cheval était posé l'écran lumineux; le polo-

---

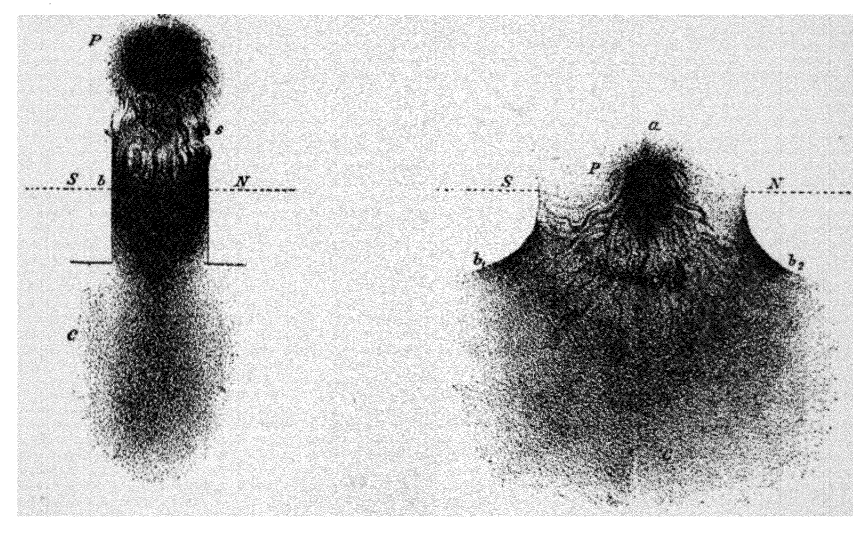
([1]) J. ELSTER et H. GEITEL, *Verhandl. d. Deutsch. phys. Gesellsch.*, t. I, 5 mai 1899; *Wied Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 88.

([2]) F. GIESEL, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1889, p. 91. Il s'est trouvé confirmé que les préparations au polonium redeviennent efficaces peu à peu mais d'une façon durable, et cela non seulement pour le sulfure, mais aussi pour le métal préparé par électrolyse et pour des composés de formule analogue à BiOCl et BiO.OH.

nium P était placé entre les deux pôles environ 1^{cm} plus bas. En excitant l'aimant dans le sens indiqué sur la figure, la tache lumineuse glissa dans le sens de la flèche en donnant sur l'écran l'aspect d'une queue de comète. L'inversion des pôles de l'aimant la fit sauter de l'autre côté. En plaçant la préparation au polonium au-dessus de l'écran on obtient un déplacement de la lumière en sens contraire.

Les rayons émis par les préparations au radium donnent lieu exactement au même phénomène, avec un peu moins de netteté cependant. Ainsi la préparation au radium dont s'étaient servis Elster et Geitel pour les recherches citées plus haut, montrait une influence indubitable du champ magnétique.


Fig. 1. Fig. 2.



Les phénomènes que je viens de décrire peuvent se fixer à l'aide de la plaque photographique. Pour la netteté des images, la substance P (polonium) n'était pas placée à 1^{cm} de distance, mais posée sur la plaque enveloppée elle-même de papier noir et tournant sa face sensible contre les pôles. Le temps d'exposition variait de 3 à 10 minutes. Les figures ci-contre indiquent, par la reproduction de deux négatifs, les résultats d'expériences différant par la forme et la position des pôles, ainsi que par la disposition de la substance P par rapport aux pôles. Dans la figure 1, P se trouve en dehors du plan des pôles SN; dans la figure 2, elle est entre les deux pôles arrondis de l'aimant dont le contour a été dessiné par les rayons eux-mêmes.

A côté de la déviation unilatérale, on peut remarquer, sur les plaques, les régions où les rayons sont condensés par l'action des aimants (*b*, *fig.* 1 et 2). En dehors de cela cette plaque présente encore une autre propriété nouvelle qui ne s'observe pas avec l'écran phosphorescent. Au voisinage de la substance la propagation des rayons ne se fait pas de même dans la direction de la déviation et dans la direction contraire (*a*, *fig.* 1 et 2) ou dans les autres parties du champ (*b* et *c*, *fig.* 1 et 2), mais suivant des courbes ondulées en forme de S (*s*, *fig.* 1 et 2).

Cette forme en S rappelle l'influence que subit l'auréole de l'étincelle d'induction entre les pôles d'un aimant.

SUR

UNE FORME NON ÉTUDIÉE DE RAYONS CATHODIQUES,

Par GOLDSTEIN.

Traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIV, 1898, p. 38 à 49.

Les décharges du courant d'induction dans un gaz raréfié produisent une lueur composée de plusieurs couches diversement colorées.

Dans l'air raréfié, la couche qui entoure immédiatement la cathode est jaune chamois, la seconde paraît bleue et peu lumineuse, la troisième est brillante et d'un bleu violacé. La première couche n'est mentionnée que par un petit nombre d'auteurs; la plupart de ceux qui l'ont vue se sont bornés à en signaler l'existence. Une expérience thermométrique de Hittorf (1) est la seule où l'on se soit occupé de ses propriétés. Avec les formes d'électrodes et de tubes généralement employées, cette première couche n'a qu'une faible épaisseur qui, pour les fils minces, atteint à peine quelques millimètres. Avec une cathode offrant une assez grande surface plane on peut la suivre beaucoup plus loin. Qu'il nous suffise de dire qu'elle peut s'étendre à 2^{cm} environ avec une cathode plate de 2^{cm} à $2^{cm},5$ de diamètre, comme celle dont nous parlerons plus loin. Si la cathode occupe presque toute la section du tube, pour des raréfactions croissantes, la première couche arrive à couvrir toute la surface d'un éclairage uniforme. Elle est d'abord peu brillante sur les bords, elle s'éteint ensuite tout à fait et se retire de plus en plus vers le milieu de la surface.

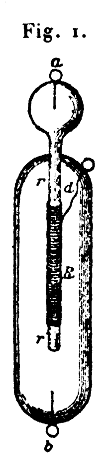
Dans les *Comptes rendus mensuels de l'Académie de Berlin* pour 1880 (p. 88) j'ai décrit une ampoule à décharge dans laquelle est enchâssé (pour l'étude de la lumière négative secondaire) un tube percé de petits trous. Dans une de ces ampoules (*fig.* 1) ce tube

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 128.

était un cylindre formé par une toile métallique à mailles fines. Ce cylindre est engagé à une extrémité dans un tube de verre ouvert à ses deux bouts r et à l'autre dans un bout de tube r' fermé à la lampe. Les extrémités en regard de ces deux tubes r et r' sont distantes de quelques centimètres, laissant ainsi libres les mailles de la toile métallique dans l'intervalle correspondant.

Fig. 1.



Réunissons le fil a au pôle positif d'une bobine d'induction, et, par le fil d, le pôle négatif au tube formé par la toile métallique. Les expériences faites jusqu'ici ne nous permettent pas de prévoir s'il va se produire aussi une lueur sur la surface extérieure de la toile métallique. L'apparition de cette lueur serait d'accord avec les idées de Hittorf d'après lesquelles la lueur bleue (dans l'air) se propage également dans toutes les directions sans aller vers l'anode. Mais, d'autre part, l'expérience montre que, pour des densités faibles, certains endroits de la cathode restent sombres, ceux pour lesquels la ligne allant à l'anode rencontre la seconde couche de la lueur. Dans le cas actuel ceci pourrait être vrai pour l'extérieur de la toile métallique, car le chemin allant de ses éléments à l'anode rencontre la deuxième couche entourant la surface intérieure.

En tout cas, les faits connus jusqu'à présent peuvent laisser en doute la question de savoir si l'espace situé autour de la toile métallique sera rempli de lumière bleue ou complètement sombre.

Aussi je fus très étonné lorsque je vis, après avoir réalisé avec une forte raréfaction la disposition indiquée plus haut (a anode, R cathode), une brillante lumière jaune doré entourant la cathode

de toile métallique et s'étendant jusqu'à la paroi éloignée de 5^{cm}. La lumière cathodique bleue n'était visible qu'à l'*intérieur* du tube de toile. Le fil *d* était complètement obscur. La grande analogie qu'on observe entre la couleur de cette lueur jaune et celle d'une flamme imprégnée de sodium peut tendre à faire croire qu'elle est due à quelque impureté, par exemple à du chlorure de sodium se vaporisant sur la surface de la cathode et colorant en jaune la lueur bleue; mais on n'observe dans le spectre de cette lumière jaune aucune raie du sodium et c'est manifestement un spectre de bandes de l'azote. Elle n'a pas non plus de rapport avec la lueur jaune qui se produit après coup dans les tubes de Geissler pour l'air, l'azote et l'oxygène. On ne peut reconnaître à l'œil nu aucune prolongation de la lumière bleue et, en modifiant un peu la disposition du tube de façon à permettre l'emploi du miroir tournant, on observe que l'image d'une fente étroite éclairée par cette lueur fournit dans le miroir une bande exactement aussi longue que la lumière cathodique bleue.

Par contre, les observations montrent une telle suite d'analogies entre elles et la première couche cathodique mentionnée au début de cet article, qu'il est vraisemblable d'admettre que ces deux lueurs sont de même nature.

J'ai fait une série de recherches à ce sujet et je vais esquisser rapidement les caractères de ce phénomène en m'attachant à mettre en évidence l'analogie dont je viens de parler.

Il était d'abord nécessaire de rechercher dans quelles conditions apparaît cette lueur jaune. Elle se produit, sans aucun mélange appréciable de lumière cathodique bleue, *quand la cathode partage l'intérieur du récipient en deux parties dont l'une contient l'anode et qui ne communiquent que par d'étroites ouvertures percées dans la substance même de la cathode*. Il était donc préférable d'employer, au lieu de la cathode précédente, des plaques planes percées de trous. Je ne donnerai qu'une indication schématique sur les deux dispositions les plus fréquemment employées. La figure 2 montre un tube qui porte en x, sur un étranglement, une cathode formée d'une lame plate perforée. Un fil fin d assure sa communication avec la bobine d'induction en allant d'une petite boucle sur la plaque jusqu'à l'anneau b. L'anode est formée par le fil a.

Dans l'autre disposition (*fig.* 3) la cathode n'est pas simplement posée, mais elle forme le fond d'une capsule placée à l'extrémité d'un tube de verre r; elle communique par le fil d au pôle négatif, a forme l'anode.

Nous appellerons sur la cathode *face antérieure* celle qui est en regard de l'anode et *face postérieure* celle qui est la plus éloignée.

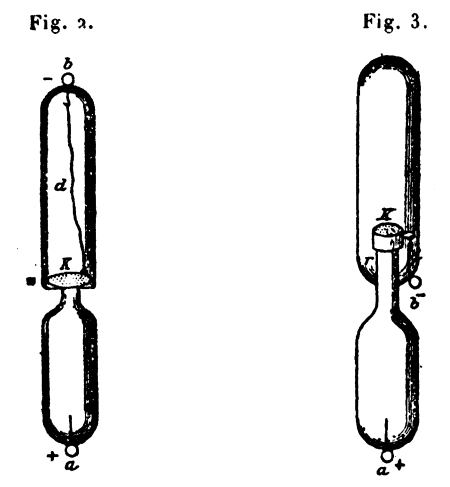


Fig. 2. Fig. 3.

On peut regarder ses trous comme formés par des cylindres normaux à la surface d'environ $\frac{2}{3}$ de millimètre de diamètre.

La face antérieure de ces cathodes présente la lumière cathodique habituelle dont la partie principale forme les rayons bleus. La première couche jaune y est très étroite. Sur la face postérieure la lumière jaune forme de hautes colonnes de feu. Pour une raréfaction suffisante du gaz on ne voit aucune lueur bleue à cette place de la cathode et le fil *d* est entièrement obscur, de telle sorte que la lumière jaune envoyée par la cathode est la seule lueur visible dans la portion supérieure du tube.

Les dispositions qui précèdent permettent d'établir les propriétés suivantes de la lumière jaune.

Cette lumière est formée par des rayons réguliers à propagation rectiligne. De chaque ouverture de la cathode part un faisceau de rayons rectilignes jaunes, brillants, faiblement divergents. Ces faisceaux brillants isolés sont entourés d'une nébulosité très faible, colorée en tout cas exactement comme les faisceaux eux-mêmes. Nous la laisserons de côté dans ce compte rendu rapide. Les faisceaux de lumière jaune diffèrent nettement des rayons cathodiques bleus par leur direction relativement à la cathode. Les rayons bleus, pour une forte raréfaction, divergent de l'axe de la cathode plate dont ils émanent et s'écartent les uns des autres; leur divergence croît quand le vide augmente. Au contraire, les faisceaux de lumière jaune qui

sortent des ouvertures d'une cathode plate convergent vers son axe et leur convergence augmente avec le vide. Ils se coupent (pour des plaques d'environ 2^{cm} de diamètre) à moins de 1^{dm} de la cathode et ce point d'intersection peut même s'approcher à 3^{cm} pour de grandes raréfactions. Les faisceaux convergent d'autant plus vers l'axe que l'ouverture correspondante est plus éloignée de celui-ci. On suppose dans tout cela que l'axe de la cathode coïncide avec celui du tube. Les faisceaux voisins de l'axe sont normaux à la plaque.

Au moins dans le cas de trous ayant la forme de cylindres de révolution et autant qu'on peut en juger sans mesure précise, la direction des rayons jaunes obéit à la règle suivante : l'axe d'un faisceau jaune est exactement le même que celui d'un faisceau bleu qui partirait de la face antérieure de la cathode, supposée pleine, dans le sens opposé, en ayant pour origine le centre de l'ouverture considérée.

Ceci s'accorde avec ce qu'on a dit plus haut de cette direction. Mais on sait aussi que la direction des rayons bleus émanés d'une cathode dépend de la courbure de sa surface; il en résulte que la direction des rayons jaunes s'échappant des ouvertures par la face *postérieure* dépendra de la forme de la surface *antérieure* de la cathode. Cela se confirme d'ailleurs dans la pratique : en laissant constante la forme de la face postérieure et en modifiant la face antérieure on obtient des rayons jaunes dont la direction varie suivant la règle indiquée. En formant la cathode d'une plaque épaisse taillée en calotte sphérique concave sur la face antérieure et plane de l'autre côté, les rayons émanés en avant sont convergents, mais les faisceaux jaunes situés en arrière sont divergents.

Si l'on perce les canaux dans la plaque obliquement et non plus normalement, *la direction des rayons jaunes ne change pas*. Mais par contre leur intensité lumineuse diminue quand l'obliquité augmente et ils deviennent invisibles quand l'ouverture découpée sur une face projetée sur la face opposée n'a plus de partie commune avec l'ouverture découpée sur celle-ci.

En raréfiant suffisamment le gaz les rayons jaunes s'allongent beaucoup et forment de hautes gerbes lumineuses qui ne s'arrêtent qu'à la paroi du tube. Des tubes de 45^{cm} ont pu être éclairés dans toute leur longueur.

Aux pressions très faibles la face postérieure de la cathode ne laisse plus échapper de faisceaux de toutes les ouvertures, mais le rayonnement se limite de plus en plus aux trous voisins du milieu de la plaque. Si l'on observe alors la face antérieure de la cathode, on voit

que la première couche de lumière cathodique ne couvre plus toute sa surface; les seuls canaux laissant échapper en arrière des faisceaux jaunes sont ceux *dont l'ouverture antérieure est couverte par cette première couche.*

..... La couleur des rayons que nous avons désignés jusqu'à présent comme « jaunes » varie avec la nature du gaz qui entoure la cathode. Les rayons sont aussi jaune d'or dans l'azote, dont l'influence est d'ailleurs prépondérante dans les phénomènes lumineux observés dans l'air; ils sont roses dans l'hydrogène, rose orangé dans l'oxygène, gris verdâtre dans le gaz carbonique. Ces couleurs sont très différentes de celles que présente la partie principale de la lumière cathodique, c'est-à-dire la troisième couche. Celle-ci est en effet, suivant les cas, bleu violacé (Az), blanchâtre (H), grise ou jaunâtre (O), bleu ciel (CO^2). Par contre, on n'observe que peu de différence entre la teinte des rayons émanés derrière la cathode et celle de la première couche de la lumière cathodique pour le gaz correspondant. Nous ne pouvons d'ailleurs pas nous attendre à trouver une similitude complète puisque nous ne pouvons juger de cette dernière teinte (celle de la première couche) qu'en l'examinant à travers l'espace coloré déjà autrement par la seconde couche.

L'analyse spectrale montre, dans tous les cas observés, que les rayons postérieurs correspondent au même gaz que le reste de la lumière cathodique; mais le spectre de ces rayons présente des différences caractéristiques, au moins pour l'intensité relative des différentes parties du spectre. La différence est surtout marquée pour l'oxygène. Sa lumière cathodique donne, comme l'a montré Schuster, un spectre de bandes et deux spectres de raies, l'un de quatre raies, l'autre d'un nombre beaucoup plus grand (1). Or la troisième couche de la lumière cathodique fournit le spectre de bandes, tandis que les rayons postérieurs à la cathode donnent le spectre pur des quatre raies. Ce dernier est d'ailleurs fourni aussi par la première couche de la lumière cathodique. Dans les autres gaz on observe le même fait : les rayons formés en arrière de la cathode présentent les mêmes caractères spectroscopiques que la première couche de lumière cathodique.

(1) La distinction de ces deux spectres de raies est basée sur ce fait que certaines circonstances peuvent rendre plus brillantes les raies de l'un d'eux, tandis que celles de l'autre s'affaiblissent jusqu'à disparaître, et inversement.

En attendant qu'on trouve un nom plus convenable pour ces rayons, que nous ne pouvons plus désigner par leur couleur en considérant tous les gaz, nous les appellerons *kanalstrahlen*.

La nature du métal de la cathode n'a aucune influence sensible sur la couleur ni sur le spectre du « kanalstrahle ». Ils ont même aspect que la cathode soit en platine, en aluminium, en cuivre, en acier ou en laiton.

Les rayons cathodiques connus jusqu'ici produisent, comme on le sait, une très vive phosphorescence verte sur le verre, quand le vide est suffisant. Cette propriété manque presque complètement aux « kanalstrahlen ». Il faut une très grande attention pour distinguer la très faible lueur verte de la paroi de verre à l'endroit où viennent l'exciter les « kanalstrahlen » qui sont très brillants.

La plupart des métaux employés pour former la cathode s'usent, tandis qu'il se forme sur la surface du verre une sorte de miroir de métal ou d'oxyde. Mais cet effet ne s'observe également que sur la face de la cathode qui émet les rayons ordinaires : la face postérieure, d'où partent les « kanalstrahlen », ne présente aucune trace de détérioration.

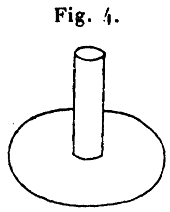
Lorsque la cathode (qui est formée d'une plaque d'environ $0^{mm},5$ d'épaisseur) est percée de canaux d'un diamètre supérieur à $\frac{2}{3}$ de millimètre, si la densité du gaz est assez grande, la lumière cathodique ordinaire se forme aussi sur la face postérieure. Mais plus la raréfaction augmente, plus cette lumière s'affaiblit pour ne laisser subsister enfin que les « kanalstrahlen ». Plus les canaux sont étroits, plus est forte la densité limite du gaz correspondant à la pureté des « kanalstrahlen ». Si le diamètre des canaux dépasse une certaine grandeur il se forme sur la face postérieure de la cathode, près des ouvertures, des touffes de lumière en forme d'ellipsoïde, vivement éclairées, par suite de la formation desquelles les « kanalstrahlen » subissent une diminution d'éclat réelle ou apparente. Je ne parlerai pas ici de ce phénomène. Son apparition montre simplement l'impossibilité d'obtenir ainsi des faisceaux de « kanalstrahlen » d'une certaine épaisseur, comme il eût été désirable d'en utiliser pour certaines recherches.

Mais l'expérience montre que, plus la cathode est épaisse, plus est grand le diamètre des canaux correspondant à l'apparition de cette touffe ellipsoïdale. Au lieu d'augmenter l'épaisseur de la plaque, on peut donc essayer d'utiliser comme ouverture celle d'un tube cylindrique.

La figure 4 représente une cathode formée d'une plaque mince percée d'un trou d'environ $3^{mm},5$ et surmontée d'un tube de métal

de même diamètre, long de 2^{cm}. Elle donne un faisceau de « kanalstrahlen » qui a déjà à sa sortie $3^{mm},5$ de diamètre.

Fig. 4.



Ce faisceau unique est évidemment beaucoup plus commode pour certaines observations. Un corps opaque, un fil métallique par exemple, interposé sur le trajet de ce faisceau, forme une *ombre* aussi nette que dans un faisceau divergent de rayons cathodiques bleus, l'espace situé au delà présentant une partie sombre limitée par deux lignes parfaitement droites.

Deux faisceaux de « kanalstrahlen » peuvent se croiser sans subir aucune déviation et sans se réunir en un seul. Cela montre que ces « kanalstrahlen » ne peuvent être constitués par un bombardement de particules matérielles.

On sait que les rayons cathodiques ordinaires, bleus dans l'air, sont déviés et déformés par un champ magnétique : il suffit pour le voir d'approcher un petit aimant tenu à la main. Les « kanalstrahlen » au contraire n'ont montré ni changement de direction ni déformation appréciable, même sous l'influence du gros électro-aimant (excité par six Bunsens) de notre Institut de Physique.

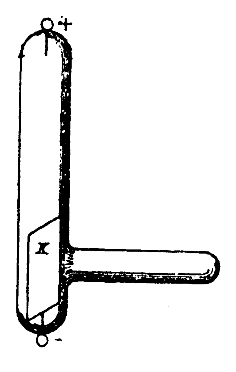
Ici encore apparaît une relation entre les « kanalstrahlen » et la première couche de lumière cathodique : celle-ci en effet ne subit pas de déviation sous l'action d'un aimant, comme je l'ai montré par la disposition suivante.

Un récipient cylindrique (*fig.* 5) porte une tubulure latérale de 6^{cm} à 7^{cm} dont l'axe coïncide avec celui d'une cathode formée par une lame plate K non perforée. Pour un vide suffisant les rayons cathodiques bleus emplissent toute la longueur de la tubulure. Si l'on place alors le tube entre les deux pôles de l'électro-aimant, de façon que la cathode soit dans le plan axial, les rayons bleus s'enroulent en formant une couche de quelques millimètres d'épaisseur, débarrassant ainsi complètement la tubulure : on voit alors que celle-ci est remplie par les rayons jaunes qui n'ont pas été déviés par l'aimant.

En employant l'hydrogène, la tubulure est de même colorée en rose quand l'aimant est excité.

Les « kanalstrahlen » ne sont pas non plus soumis à la déflexion. Tandis que les rayons cathodiques ordinaires sont fortement déviés quand on en approche une autre cathode, ceux-là au contraire se

Fig. 5.



propagent en ligne droite vers une seconde cathode (ou vers une autre partie de la cathode d'où ils sont issus).

Je n'ajouterai qu'une courte remarque à cette Communication provisoire, sans ouvrir une discussion détaillée sur la nature des « kanalstrahlen ».

L'influence sur les « kanalstrahlen » de la forme de la surface antérieure de la cathode, de l'orientation de la première couche sur la cathode, l'influence de l'inclinaison des trous, sont autant de raisons pour admettre que vraisemblablement il faut rechercher sur cette *face antérieure* l'origine des « kanalstrahlen ». On est de plus conduit à les regarder comme de même nature que la première couche de la lumière cathodique, par suite de leur couleur, de leur spectre et de leurs propriétés magnétiques. On est tenté de les identifier et de regarder les « kanalstrahlen » comme formés par une partie de cette lumière qui, pour une cathode compacte, ne pourrait se propager qu'en avant, mais que quelque action répulsive écarterait pour la renvoyer en arrière à travers les trous s'il en existe. Mais jusqu'à présent je ne puis expliquer toutes les observations par cette manière de voir.

En général nous pouvons tout au moins formuler une conclusion sur la nature de la lumière cathodique, en nous rappelant les expériences citées et spécialement la dernière, celle de l'ampoule à tubulure latérale : c'est que la lumière cathodique ordinaire n'est pas constituée par un système de rayons unique mais qu'elle en contient au moins deux sortes différentes.

Berlin, 27 juillet 1886.

EXPÉRIENCES AVEC UN JET DE VAPEUR,

PAR ROBERT VON HELMHOLTZ.

Extrait traduit de l'allemand par H. BÉNARD.

Wiedemann's Annalen, t. XXXII, 1887, p. 1 à 19.

I. Quand on fait sortir un jet de vapeur par un orifice étroit (et les dimensions les meilleures sont de 1^{mm} à 2^{mm} de diamètre), en ayant soin toutefois de ne pas le diriger juste au-dessus de la flamme qui sert à produire la vapeur, ce jet, observé sur un fond sombre, présente d'une façon plus ou moins confuse l'apparence bien connue d'un brouillard de couleur uniformément blanc grisâtre. On l'observe avec la plus grande netteté quand on l'éclaire obliquement, par exemple avec la lumière d'une fenêtre que l'œil lui-même ne reçoit pas directement. Dans ces conditions, l'observateur ne reçoit que la lumière diffractée par les gouttelettes du brouillard. Quand on a bien retenu l'aspect du jet dans ces conditions *normales* (cet aspect dépend aussi de la vitesse du courant de vapeur, de l'humidité de l'air de la salle, etc.) on approche, au voisinage de l'orifice par où sort le jet, une pointe de métal reliée par exemple à l'un des pôles d'une machine électrique à influence.

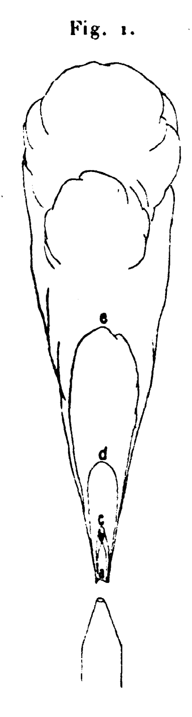
Aussitôt que la déperdition d'électricité par la pointe commence, l'aspect du jet se modifie d'une façon surprenante. Non seulement, en effet, il devient subitement beaucoup plus clair et se détache mieux sur le fond obscur, mais, de plus, il prend des colorations plus ou moins intenses rappelant tout à fait les couleurs de diffraction produites par les couches de brouillard (1). Ces couleurs, on le sait, dépendent des dimensions et de la régularité des gouttelettes : il semble donc bien qu'il faille en conclure que les forces électriques influencent la condensation de la vapeur et même la favorisent. C'est d'ailleurs ce qui semble confirmé par la façon dont l'état électrique

(1) *Voir* à ce sujet KIESSLING, *Naturw. Ver. Hamburg-Altona,* t. VIII, 1884, p. 1.

de la pointe influence les colorations. Si la quantité d'électricité débitée par la pointe est très grande, le jet paraît bleuâtre ou même bleu azur profond comme le ciel. Cette coloration indique des gouttelettes très nombreuses, très fines et très régulières. Je ne fais que mentionner un sifflement particulier qui est souvent perceptible dans ces conditions. Si le débit d'électricité diminue peu à peu, le bleu devient de plus en plus lavé de blanc, ce qui indique la production de gouttes plus grosses; puis paraissent les pourpres, les rouges, suivis des jaunes et des verts, et enfin, quand l'action est tout à fait faible, les bleus pâles d'ordre supérieur reparaissent.

Ce qui prouve bien aussi que ces colorations dépendent en fait de la grosseur des gouttes, c'est qu'elles se produisent *simultanément* dans le jet, les couleurs se suivant de bas en haut dans l'ordre des longueurs d'onde croissantes. Lorsque l'action est très faible, comme dans le dernier cas dont il a été question, la figure 1 représente sché-

Fig. 1.



matiquement l'ordre des colorations; le jet est complètement invisible jusqu'en *a*, bleu jusqu'en *b*, vert jusqu'en *c*, jaune jusqu'en *d*, rouge pourpre jusqu'en *e*, et de nouveau bleu pour le reste du jet, c'est-à-dire pour ce qui en est de beaucoup la plus grande partie.

Ce n'est d'ailleurs pas avec la pointe électrisée qu'on obtient cette succession régulière de couleurs d'une façon permanente, car le potentiel de la machine à influence est trop variable. J'indiquerai plus loin un procédé préférable [1].

L'action de la pointe sur le jet est extrêmement rapide : si l'on rapproche en effet les pôles de la machine de façon à produire la décharge par étincelles à intervalles très courts, arbitrairement choisis, à chaque étincelle correspond une perturbation subite dans tout le jet qui redevient pâle, après quoi les colorations reparaissent; puis elles disparaissent à nouveau et ainsi de suite. En employant une pointe fine, bien chargée, on peut mettre en évidence l'influence décrite jusqu'à une distance de plusieurs décimètres de la pointe.

---

[1] Passage non traduit ici. Le procédé en question consiste à ioniser de l'air en le faisant passer sur de l'acide sulfurique concentré, et à régler la vitesse avec laquelle on dirige ce courant d'air en travers du jet de vapeur. Dans le même Mémoire, l'auteur emploie encore, pour influencer le jet de vapeur, l'ionisation par un fil métallique incandescent, et l'ionisation par les gaz extraits des flammes.

(*Note du traducteur.*)

ACTIONS D'ORIGINE CHIMIQUE ET ÉLECTRIQUE

INFLUENÇANT LE JET DE VAPEUR ET LA DISSOCIATION DES GAZ, ET EN PARTICULIER CELLE DE L'OXYGÈNE,

PAR ROBERT VON HELMHOLTZ ET FRANZ RICHARZ.

Extrait traduit de l'allemand par H. BÉNARD.

Wiedemann's Annalen, t. XL, 1890, p. 161 à 202.

II. — Action de l'électrisation des gaz sur le jet de vapeur.

On a décrit antérieurement (¹) comment l'électricité s'écoulant par une pointe agit sur la vapeur d'eau ; nous ajouterons encore que le même phénomène, bien que plus faible, se produit également avec un jet de vapeur d'alcool. Dès lors, on doit regarder cette action comme très probablement due à des ions qui prennent naissance auprès de la pointe et qui se diffusent dans le jet de vapeur jusqu'à une distance de plusieurs décimètres.

Déjà la formation d'ozone prouve que l'écoulement de l'électricité par les pointes provoque la dissociation des molécules d'oxygène. D'après les recherches de A. Schuster (²), il semble bien que, dans le cas des gaz purs, complètement privés de poussières, on doive regarder la dissociation non pas seulement comme un phénomène accompagnant la conduction de l'électricité à travers ces gaz, mais comme la condition essentielle de cette conductibilité, car ces gaz ne peuvent consister qu'en ions.

Par ces *ions*, il faut se représenter des atomes ou des groupes d'atomes provenant de molécules dissociées, et par suite non saturés au sens chimique du mot, c'est-à-dire possédant des valences libres; au point de vue électrique, ces ions doivent présenter un excédent

(¹) Dans le Mémoire précédent de R. von Helmholtz. Le Mémoire actuel a été publié après la mort de ce dernier. (*Note du traducteur.*)

(²) *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884, p. 317; *Nature*, t. XXX, 1884, p. 230.

de charge positive ou de charge négative. On obtient des hypothèses plus précises et plus claires en prenant comme guide la théorie électrochimique de Helmholtz [1], mais nous ferons remarquer expressément qu'elle nous sert uniquement de mode de représentation, sans qu'il soit nécessaire de décider de son exactitude : la rigueur des conclusions que nous déduirons des expériences rapportées ci-après est tout à fait indépendante de cette théorie.

D'après la théorie de Helmholtz, chaque valence d'atome est chargée d'un équivalent d'électricité, c'est-à-dire porte une charge élémentaire positive ou négative. Les forces dues à la valence, au point de vue chimique, sont identiques aux attractions égales et de sens contraires que ces charges électriques élémentaires exercent l'une sur l'autre. Dans les molécules dont toutes les valences sont saturées, chaque valence à charge positive est liée à une valence à charge négative, et l'ensemble de la molécule est électriquement neutre. La dissociation des molécules neutres produit des atomes isolés non saturés ou des groupes d'atomes, les uns et les autres ayant au moins *une* valence de libre, chargée d'un équivalent $+E$ ou $-E$ d'électricité en excédent. Les *ions* des électrolytes sont constitués par de tels groupes. Les molécules neutres des gaz sont constituées par des atomes chargés positivement ou négativement, par exemple :

$$H^2 = (\overset{+}{H})(\overset{-}{H}),$$

$$HCl = (\overset{+}{H})(\overset{-}{Cl}),$$

$$O^2 = (\overset{++}{O})(\overset{--}{O}).$$

Des forces électriques suffisamment intenses, agissant sur les deux atomes d'une molécule, doivent produire la séparation des deux charges de signe contraire et par suite dissocier la molécule en ses deux atomes constituants. Cette rupture de la molécule doit donner aux atomes séparés une très grande force vive ; ils se déplaceront donc pendant quelque temps de côté et d'autre parmi les autres molécules du gaz, jusqu'à ce que leur force vive soit suffisamment affaiblie pour qu'ils puissent se réunir à nouveau deux à deux et rester réunis d'une façon permanente ; plus les rencontres des deux espèces de particules constituantes isolées qui composaient une molécule seront nombreuses, plus la recombinaison en molécules neutres fermées sera rapide. Au début de cette recombinaison, immédiatement après la dissociation,

(1) *Rede zu Faraday's Gedächtniss Vorträge und Reden,* t. II, 1884, p. 275.

nombre des atomes iso[redacted] présence est [redacted] ment grand; la plus gran[redacted]ront vite pour [redacted]mer des molécules neutres; mais, pour les d[redacted]ers atomes restés libres, la probabilité des collisions sera très faible, et il s'écoulera un temps relativement long, avant qu'ils soient recombinés.

Quand il n'y a pas eu contact avec des conducteurs chargés, il doit toujours nécessairement y avoir, dans la masse du gaz dissocié, nombres égaux d'équivalents d'électricité des deux signes : pris dans son ensemble, le gaz paraît électriquement neutre. Mais, s'il y a contact avec un conducteur chargé et échange d'électricité entre celui-ci et les ions, par exemple quand de l'électricité s'écoule par une pointe, les charges d'un signe déterminé peuvent, au bout de très peu de temps, l'emporter sur les charges de signe contraire dans un volume donné de gaz; d'ailleurs, comme il est possible d'enlever l'excès d'électricité d'un certain signe, par exemple à l'aide d'une enceinte en communication avec le sol, cet excès sera très vite compensé à nouveau.

La recombinaison des ions séparés, de même exactement que leur dissociation, est liée à une agitation moléculaire énergique, et c'est cette agitation que nous avons déjà attribué, d'une façon générale, dans les actions purement chimiques [1], l'explication de la condensation de la vapeur sursaturée. Dans certaines circonstances, il pourrait aussi y avoir action chimique directe entre les atomes dissociés et la substance du jet de vapeur; par exemple, oxydation de la vapeur par les atomes isolés d'oxygène (avec formation d'eau oxygénée dans le cas de la vapeur d'eau, d'acide acétique dans le cas de l'alcool, etc.), et ainsi prendrait fin l'état instable de la vapeur sursaturée.

Les expériences décrites ci-après prouvent que la condensation produite dans le jet de vapeur est due à l'influence des forces électriques; ce fait ne peut être expliqué que par une seule hypothèse, à l'exclusion de toutes les autres : à savoir que les dissociations qui provoquent la condensation, d'après les recherches exposées dans la première Partie de ce Mémoire, sont liées à l'électrisation. On n'a fait appel à la théorie électrochimique de Helmholtz que pour fournir une image claire du processus des diverses dissociations.

Le but que nous nous sommes proposé dans ce qui suit a été de simplifier autant que possible les conditions, afin de pouvoir arriver

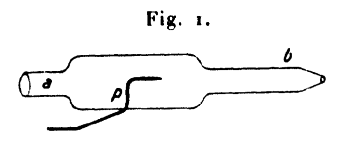
---

(1) Partie non traduite ici.

à une conception claire du sujet. Nous avons d'abord fait construire l'appareil que représente la figure 1.

Le fil de platine *p*, soudé dans la paroi d'un tube de verre, est orienté suivant l'axe de ce tube et terminé en pointe fine. L'une des extrémités *a* du tube, rétrécie, sert à amener un courant du gaz employé; l'autre extrémité, vers laquelle est tournée la pointe du fil de

Fig. 1.



platine *p*, est percée d'un orifice *b* de 1^{mm} à 2^{mm} de diamètre; l'intervalle compris entre la pointe *p* et l'orifice *b* est d'environ 15^{cm}. Le fil de platine *p* est mis en communication avec un des pôles d'une machine à influence; le tube tout entier est placé horizontalement et le jet de vapeur est amené juste en face de l'orifice *b*. Si l'on fait arriver par *a* un courant continu d'oxygène sec et pur, le jet de vapeur réagit très fort, d'une façon permanente, si la machine à influence est en bon état et si son débit est considérable. Il se forme dans ces conditions une quantité très grande d'ozone au voisinage de la pointe, et l'on pourrait tout d'abord penser que c'est là ce qui provoque la condensation d'une façon ou d'une autre. Mais on a déjà mentionné plus haut (¹) une expérience qui sera décrite plus loin (²) et qui montre que l'ozone n'agit pas du tout sur le jet de vapeur. Si l'on fait pénétrer un peu d'eau dans le tube de verre, par l'orifice *b*, de telle sorte que l'électricité s'écoule désormais dans de l'oxygène *humide*, l'action sur le jet de vapeur est atténuée d'une façon surprenante. Par conséquent, non seulement la présence de la vapeur d'eau n'est pas nécessaire pour la formation de l'agent en question, mais elle est même nuisible. Nous avons ensuite placé, avant l'orifice *a*, une ampoule de caoutchouc dans laquelle l'oxygène passait avant de pénétrer dans l'appareil. En même temps qu'on envoyait un courant d'oxygène par saccades, on faisait écouler pendant quelques minutes de l'électricité par la pointe du fil de platine *p* sous le maximum de tension et avec le débit maximum que la machine permettait d'obtenir. Quelque

(¹) et (²) Passages non traduits ici. L'expérience consiste à faire arriver le jet de vapeur dans un grand flacon préalablement rempli d'oxygène, privé de poussières et fortement ozonisé. Le jet de vapeur reste invisible, absolument comme si la chambre de condensation avait été remplie d'air pur filtré. (*Note du trad.*)

temps après que la déperdition avait cessé, on chassait le gaz en pressant l'ampoule de caoutchouc de façon à l'envoyer sur le jet de vapeur. Dans les cas extrêmes, on a trouvé qu'il y avait encore influence 2 minutes environ après que la déperdition avait cessé.

L'expérience qui vient d'être décrite prouve qu'il ne s'agit pas d'une action directe de l'électricité sur la vapeur, mais qu'il se forme un agent qui conserve encore son activité quelque temps après que l'électrisation a pris fin. De plus, les expériences montrent que cet agent consiste en oxygène pur et sec, car nous savons que l'ozone qui se produit est inactif. Quant à la possibilité d'une action des poussières, elle est rendue bien peu vraisemblable par les expériences précédemment citées (1); celles qui ont été effectuées avec la pointe et décrites jusqu'à présent ne permettent pas de repousser cette hypothèse avec plus de certitude.

Nous avons encore mis en évidence un deuxième mode d'action de l'électricité. Si l'on réunit deux conducteurs de forme arbitraire aux pôles respectifs d'une forte bobine d'induction, et si l'on place le jet de vapeur dans l'intervalle, ce jet réagit d'une façon extraordinairement intense, même quand l'intervalle entre les conducteurs est assez grand pour qu'aucune étincelle ne puisse le franchir. On pouvait aussi prendre comme conducteurs deux fils métalliques recouverts de verre; il ne s'agit donc évidemment pas d'une action des étincelles ou de la décharge disruptive visible, mais d'une action de la soi-disant décharge obscure, c'est-à-dire de la production subite de la polarisation diélectrique, de sa suppression ou de son renversement. Les données précises qui suivent, relatives à un cas particulier, peuvent présenter de l'intérêt. La longueur d'étincelle de la bobine de Ruhmkorff employée était d'environ 10^{cm}. Les électrodes étaient recouvertes de verre; leurs extrémités, situées horizontalement en face l'une de l'autre, étaient séparées par un intervalle d'environ 30^{cm}. On obtenait le maximum de sensibilité en disposant l'orifice du jet de vapeur à environ 1^{cm} au-dessous du milieu de l'intervalle séparant les deux électrodes. Chaque rupture du primaire produisait une perturbation instantanée du jet; les fermetures étaient sans influence. L'action restait encore très sensible quand on écartait l'orifice du jet à 10^{cm}, soit au-dessus, soit au-dessous, soit sur le côté, à partir de la

(1) Il s'agit d'un passage non traduit du Mémoire précédent de R. v. Helmholtz. (*Note du traducteur.*)

position décrite. On peut produire les mêmes phénomènes, mais moins intenses, avec une petite bobine ayant au plus $0^{cm},8$ comme longueur d'étincelle.

On pourrait, ici encore, objecter une action possible des particules solides détachées des électrodes ou bien des tubes de verre qui les entourent, lors des ruptures ou des fermetures du primaire. En enveloppant complètement les électrodes de papier à filtrer mouillé ou de toile mouillée, on élimine complètement l'influence de ces particules, et cependant l'action sur le jet n'est même pas affaiblie. Quand ces expériences sont effectuées dans l'air, il y a, il est vrai, formation de différents composés, acide azotique, eau oxygénée, etc., dont on pourrait invoquer l'influence possible sur le jet de vapeur; une série d'expériences effectuées avec des gaz purs renfermés dans un grand ballon de 10^{l} nous débarrasse complètement de cette objection.

SUR UNE INFLUENCE DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE

SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE,

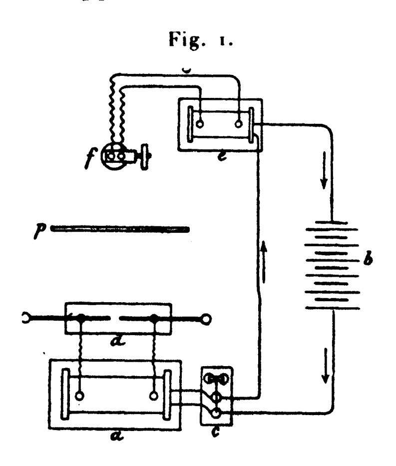
PAR H. HERTZ.

Extraits traduits de l'allemand par H. BUISSON.

Annalen der Physik und Chemie, t. XXXI, 1887, p. 983.

Dans une série de recherches sur les phénomènes de résonance entre oscillations électriques très rapides, que j'ai entreprises et publiées depuis peu, la même décharge d'une bobine d'induction excitait deux étincelles électriques, qui étaient donc exactement simultanées. L'une d'elles, l'étincelle A, était l'étincelle de décharge de l'inducteur, et servait à l'excitation d'une oscillation primaire. La seconde, l'étincelle B, appartenait à l'oscillation secondaire induite.

Fig. 1.



Cette dernière était d'éclat assez faible, sa longueur maxima devait être exactement mesurée dans les expériences. Ayant disposé pour la facilité de l'observation une boîte faisant l'obscurité autour de l'étincelle B, je remarquai qu'à l'intérieur de la boîte, la longueur maxima de l'étincelle était très sensiblement plus petite qu'elle n'était anté-

rieurement. En éloignant successivement chaque partie de la boîte, on constata que seule la partie qui produisait un effet nuisible était celle qui protégeait le côté de l'étincelle B tourné vers l'étincelle A. La paroi placée en ce point n'agissait pas seulement quand elle était dans le voisinage immédiat de l'étincelle B, mais aussi quand elle était interposée à une plus grande distance de B, entre les étincelles A et B. Le phénomène était assez remarquable pour nécessiter une étude plus approfondie. Dans ce qui suit, je cite les faits que je pus établir au cours de ces recherches.

1. Le phénomène ne peut se ramener à un effet de protection électrostatique ou électrodynamique. Car non seulement de bons conducteurs, interposés entre A et B, manifestent une action, mais aussi des corps parfaitement isolants, en particulier le verre, la paraffine, l'ébonite, qui ne peuvent cependant pas exercer un effet de protection. D'autre part, des grillages métalliques à mailles serrées ne manifestent pas d'influence, alors que cependant ils suffisent au point de vue de la protection.

Dans les paragraphes 2 à 13, l'auteur étudie les différents facteurs du phénomène, à l'aide de l'appareil représenté par la figure 1. Un même courant passe dans les deux bobines et produit à la fois, en *d*, l'étincelle A, active, et en *f*, entre les boules d'un micromètre, l'étincelle B, passive.

Un écran *p* peut être interposé entre les étincelles. L'action d'une étincelle sur l'autre diminue quand leur distance augmente, et peut être observée à plusieurs mètres. Elle ne dépend pas de la forme et de l'éclat de l'étincelle active, dont toutes les parties sont efficaces; la substance des pôles n'a aucune influence. Au contraire la sensibilité de l'étincelle passive varie avec sa forme : nulle si l'étincelle est longue et sinueuse, produite entre pointes; faible avec une étincelle courte entre pointes, notable avec une étincelle courte entre boules. Ici encore, la substance des pôles importe peu. Le cuivre, le laiton, le fer, l'aluminium, le plomb, le zinc, l'étain ont été employés. Les pôles doivent être propres et polis, sinon l'action disparait.

L'effet de l'étincelle active se transmet en ligne droite, sous forme d'un rayonnement, en suivant les lois de la propagation de la lumière.

La plupart des corps solides ne laissent pas passer l'action de l'étincelle. Tous les métaux, même en couche mince, la paraffine, la cire, la résine, l'ébonite, le caoutchouc, le verre, la porcelaine, la faïence, le bois, le carton, le papier, l'ivoire, la corne, l'agate, le mica sont opaques. Certains cristaux, le sulfate de cuivre, la topaze, l'améthyste sont complètement absorbants; d'autres, comme le sucre cristallisé, l'alun, le spath d'Islande, absorbent partiellement; quelques-uns enfin sont transparents, comme le gypse et surtout le quartz, même sous plusieurs centimètres d'épaisseur.

Parmi les liquides, l'eau est remarquablement transparente; l'acide sulfu-

rique concentré, l'alcool, l'éther, sous faible épaisseur sont transparents; les acides chlorhydrique et azotique purs le sont un peu. Presque complètement ou même tout à fait opaques sont la paraffine fondue, le benzène, le pétrole, le sulfure de carbone, tous les liquides fortement colorés comme les solutions de fuchsine et de permanganate de potasse. Les dissolutions salines sont opaques, sauf celles des sulfates de potassium, de sodium, de magnésium.

Les gaz sont transparents, sauf le gaz d'éclairage, les vapeurs nitreuses; le chlore, les vapeurs de brome et d'iode sont absorbantes, mais moins que pour la lumière ordinaire.

L'action de l'étincelle active s'accroît si l'on diminue la pression autour de l'étincelle passive; mais, au delà d'une certaine pression, la décharge change de caractère et l'on ne peut plus observer aucun effet.

En faisant varier le gaz qui entoure l'étincelle active seule, on n'obtient aucune différence d'action; au contraire le gaz qui entoure l'étincelle passive a une grande importance; l'hydrogène est beaucoup plus efficace que l'air; avec l'anhydride carbonique et le gaz d'éclairage, l'action est réduite de moitié.

14. Toutes les parties de l'étincelle passive ne sont pas également intéressées dans l'effet; celui-ci agit au voisinage des pôles, surtout du pôle négatif. On le montre en donnant à l'étincelle passive une longueur de 1^{cm} à 2^{cm}, de façon qu'on puisse laisser dans l'ombre, séparément, ses différentes parties. Une ombre portée sur l'anode a une faible influence, une ombre sur la cathode supprime la plus grande partie de l'effet. La constatation du fait est un peu gênée par la complication du phénomène avec de longues étincelles. Si elles sont courtes, il n'est pas possible de laisser séparément dans l'ombre chaque partie; on peut montrer le fait de la façon suivante : On place l'étincelle passive parallèlement à l'active, et on la fait tourner ensuite à droite et à gauche de la position parallèle vers la position perpendiculaire, jusqu'à ce que l'effet disparaisse. On trouve que l'on a plus grand jeu dans un sens que dans l'autre, que la rotation qui tourne la cathode vers l'étincelle active est avantageuse, et que celle qui l'en détourne ne l'est pas. Je n'ai pu déterminer avec sûreté si l'influence se produit exclusivement à la cathode ou seulement pour la plus grande partie.

15. L'effet de l'étincelle active se réfléchit sur la plupart des surfaces. Avec une surface polie, la réflexion suit la loi de réflexion régulière de la lumière. Pour des recherches préliminaires, l'étincelle active était placée devant l'ouverture d'un tube de verre long de 50^{cm}, large de 1^{cm}, ouvert aux deux bouts, traversant une plaque de carton, de sorte que l'effet ne pouvait traverser la plaque que suivant le tube.

L'étincelle passive était alors déplacée çà et là derrière la deuxième ouverture du tube, et l'on ne constatait une influence sur elle que dans le prolongement de l'intérieur du tube; il se manifestait dans ce cas une influence beaucoup plus forte que lorsque le tube était enlevé et le diaphragme seul conservé. Le dernier phénomène était la raison de l'emploi du tube; il montre déjà une réflexion sur les parois du tube lui-même. Le micromètre à étincelles était alors disposé à côté du rayon sortant du tube, de sorte que la direction de la longueur de l'étincelle était parallèle à la direction du rayon. Si l'on écarte les pôles du micromètre jusqu'à la limite où le flux d'étincelles ne passe plus, il se produit de nouveau, lorsqu'une surface plane, disposée à 45° sur le rayon, est maintenue dans une position telle qu'elle puisse projeter le rayon sur l'étincelle passive, suivant la loi ordinaire de la réflexion.

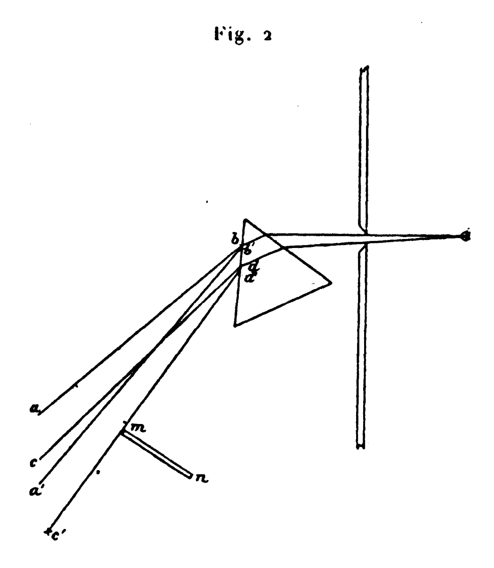
La réflexion se manifestait plus ou moins sur le verre, les cristaux, les métaux, même quand ces corps n'étaient pas particulièrement polis, et aussi sur des corps comme la porcelaine, le bois poli, le papier blanc. Je n'obtins aucune réflexion sur une lame de verre fortement enfumée.

Pour des recherches plus précises, l'étincelle active était disposée de façon à former une ligne droite verticale, à une très petite distance de laquelle était installée une grande plaque avec une fente perpendiculaire; derrière celle-ci on plaçait un miroir plan poli fait de différents métaux, de verre et de cristal de roche. En déplaçant l'étincelle passive, on constatait les limites de l'espace situé derrière la fente, dans lequel l'effet était perceptible. Ces limites étaient parfaitement tranchées, elles coïncidaient toujours avec les limites de l'espace dans lequel l'image de l'étincelle dans le miroir était visible. Avec les corps non polis, ces recherches ne peuvent s'exécuter, à cause de la faiblesse de l'effet produit; il est à présumer qu'avec de tels corps la réflexion est diffuse.

16. En passant de l'air dans un milieu solide transparent, l'effet de l'étincelle active montre un phénomène analogue à la réfraction de la lumière, mais cependant l'effet est plus fortement réfracté que la lumière visible. Pour des recherches peu précises, on utilisait encore le tube de verre employé pour la réflexion. L'étincelle passive était exposée au rayon émergent à une distance d'environ 30^{cm} de l'ouverture du tube opposée à l'étincelle active; immédiatement après l'ouverture on plaçait latéralement un prisme de quartz de façon que

l'angle réfringent fût dans le rayon. Malgré la transparence du quartz, l'influence sur l'étincelle passive disparaît dès que le prisme couvre l'ouverture du tube. Mais si alors on déplace l'étincelle circulairement autour du prisme, du côté vers lequel le prisme dévie la lumière, on arrive bientôt à une position où l'effet se montre de nouveau. En installant maintenant l'étincelle passive là où l'influence se montre la plus forte, et en visant de ce point à travers le prisme, vers le tube, on ne peut pas apercevoir l'intérieur du tube, ni l'étincelle active à son extrémité. Pour voir à travers le tube l'étincelle active, il faut ramener l'œil en arrière, d'une quantité très sensible, vers la position

Fig. 2

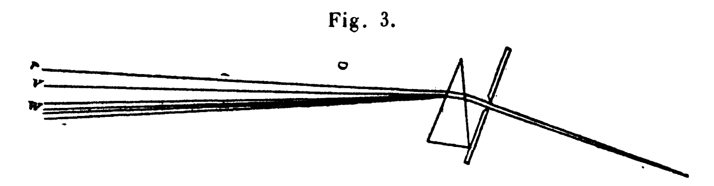


primitive de l'étincelle. Le phénomène est tout semblable en employant un prisme de sel gemme.

Dans des recherches plus précises, l'étincelle active était encore placée à angle droit et à quelque distance d'une fente derrière laquelle le prisme était disposé. L'étincelle active était rendue brillante par l'interposition d'une bouteille de Leyde, de sorte qu'on évaluait facilement l'espace occupé par la lumière derrière le prisme. A l'aide de l'étincelle passive, on pouvait limiter l'espace où se manifeste l'effet étudié. La figure 2 donne en plan le résultat ainsi immédiatement obtenu par l'expérience, à moitié de grandeur naturelle. L'espace *abcd* est occupé par la lumière, l'espace *a'b'c'd'* par notre effet. Comme les limites de ce dernier espace n'étaient pas précises, les rayons *a'b'* et *c'd'* étaient obtenus de la manière suivante. L'étincelle passive

était placée en un point plus éloigné tel que c', à la limite de la région influencée. On avançait ensuite de ce côté, jusqu'à supprimer l'influence, un écran *mn* (*fig.* 2) ayant une arête verticale. La place *m* de son arête donnait alors un point du rayon $c'd'$. Lors d'autres recherches, en employant un prisme d'un petit angle réfringent, la distance de l'étincelle à la fente était prise aussi grande et la largeur de

Fig. 3.



la fente aussi petite qu'il était permis de le faire pour la perception de l'effet. La lumière visible était alors dispersée en un spectre étroit et l'action de la lumière active se manifestait dans un espace très peu étendu, qui était plus fortement dévié que la lumière visible. La figure 3 montre les relations qui étaient immédiatement marquées sur le plan de base du prisme, *r* est la direction du rayon rouge, *v* celle du rayon violet, *w* est la direction dans laquelle l'influence de l'étincelle active se montre le plus énergiquement.

Je n'ai pas pu constater s'il y a une double réfraction de l'effet. Mes prismes de quartz ne permettaient pas une séparation suffisante des rayons, et mes fragments de spath étaient opaques.

17. Connaissant les faits communiqués jusqu'ici, on sera d'accord pour considérer jusqu'à preuve du contraire la lumière de l'étincelle active comme la cause la plus certaine de l'effet qui en provient. Toute autre hypothèse qui vient à l'esprit est contredite par une expérience ou par une autre. Le phénomène observé est principalement un effet de la lumière et, d'après le résultat des expériences de réfraction, c'est certainement un effet de la lumière ultra-violette.

Le fait que le verre et le mica sont opaques pour lui et transparents pour la lumière visible, prouve déjà qu'il n'est pas dû à une variété de cette dernière. Qu'au contraire, l'effet soit dû à la lumière ultra-violette, cela est rendu vraisemblable par les phénomènes d'absorption. L'eau, le cristal de roche, les sulfates des métaux légers, sont éminemment transparents pour la lumière ultra-violette et pour l'action étudiée ici ; le benzol et les corps homologues sont de la façon la plus complète opaques pour tous deux. D'ailleurs, d'après nos recherches,

les rayons efficaces paraissent être situés à la limite la plus extrême du spectre examiné jusqu'ici. Du moins le spectre de l'étincelle produit sur des plaques sensibles sèches du commerce, arrivait à peine jusqu'à l'endroit où se trouvait l'influence la plus forte sur l'étincelle passive. Il y avait aussi une différence à peine sensible sur la photographie, suivant que la lumière avait traversé ou non du gaz d'éclairage, tandis que la différence dans l'action sur l'étincelle était très

Fig. 4.

grande. La figure 4 montre l'étendue de quelques spectres obtenus. Dans le spectre *a*, la place du rouge visible est indiquée en *r*, celle du violet visible en *v*, et celle de l'effet le plus fort sur l'étincelle passive par *w*. Les autres dessins donnent la largeur et la position des impressions photographiques : *b* après le passage uniquement à travers l'air et le quartz, *c* après le passage à travers le gaz d'éclairage, *d* après une plaque mince de mica, *e* après une lame de verre.

18. Notre hypothèse, que l'effet dont il s'agit est dû à la lumière, reçoit une confirmation par l'expérience que des actions égales peuvent aussi être produites par une série de sources ordinaires de lumière. Assurément l'intensité lumineuse, au sens ordinaire, ne donne aucune mesure de l'efficacité et, pour ces recherches, l'étincelle faiblement visible d'une bobine d'induction reste une des sources de lumière les plus efficaces.

Si l'on fait passer le flux d'étincelles d'un inducteur convenable entre des boules, et que l'on écarte celles-ci assez pour que l'étincelle refuse juste de passer, et si l'on approche alors la flamme d'une bougie jusqu'à environ 8^{cm}, le flux d'étincelles se produit à nouveau. On pourrait d'abord attribuer l'effet à l'air chaud de la flamme; mais en remarquant qu'une petite et mince feuille de mica interposée supprime l'action, tandis qu'une plaque de quartz beaucoup plus grande ne la supprime pas, on reconnaît alors l'action étudiée ici. Toutes les flammes semblables, de gaz, de bois, de benzine, etc., agissent comme

la bougie. De même la flamme non éclairante de l'alcool et celle du brûleur Bunsen se montrent efficaces et, avec la flamme de la bougie, l'effet paraît provenir plutôt de la partie inférieure, non éclairante, que de la région supérieure, lumineuse. Avec une petite flamme d'hydrogène, c'est à peine si l'on obtient une action. La lumière du platine rendu incandescent par la flamme ou par un courant électrique, une forte flamme de phosphore en combustion, au voisinage le plus proche de l'étincelle, celle du sodium et du potassium, se montrèrent inefficaces. Le soufre en combustion ne manifesta de même aucune action, non pas seulement à cause de la faible intensité de sa flamme, car la flamme du sulfure de carbone montra quelque influence. Une action beaucoup plus forte que celle de toutes les sources de lumière citées jusqu'ici, fut donnée par la lumière du magnésium, son influence se fait sentir à la distance de 1^m. Un peu plus faible et agissant jusqu'à la distance de $0^m,50$, était la lumière de Drummond, produite à l'aide d'un chalumeau gaz d'éclairage-oxygène; cependant l'effet pouvait provenir en grande partie de la flamme du gaz, car il n'y avait pas de grande différence suivant que le cylindre de chaux était ou non dans la flamme. Je n'obtins jamais un effet certain avec la lumière du soleil, à quelque moment du jour ou de l'année que j'aie tenté l'expérience. Je concentrais la lumière solaire à l'aide d'une lentille de quartz sur l'étincelle, je constatais alors une faible action, mais cependant la même action était aussi obtenue en employant une lentille de verre et devait par suite être attribuée à l'élévation de température.

Mais de toutes les sources de lumière de beaucoup la plus efficace est la lumière de l'arc électrique; c'est la seule qui puisse rivaliser avec l'étincelle. Ayant écarté les pôles d'un inducteur munis de sphères juste à la limite où l'étincelle ne passe plus, si l'on allume l'arc à 1^m, 2^m, 3^m ou 4^m de distance, un flux d'étincelles se reforme aussitôt et s'arrête de nouveau quand l'arc s'éteint. Par une étroite ouverture disposée devant l'arc, on peut séparer la lumière violette de l'arc proprement dit, peu lumineux, de celle des charbons incandescents : on trouve que l'influence provient essentiellement de la première. Avec la lumière de l'arc électrique, j'ai repris une grande partie des recherches précédemment décrites, telles que les recherches sur la propagation rectiligne, la réflexion, la réfraction de l'effet, ainsi que son absorption par le verre, le mica, le gaz d'éclairage, et autres corps.

D'après les résultats de nos recherches, la lumière ultra-violette a la propriété d'augmenter la distance d'éclatement de la décharge d'une bobine d'induction et des décharges analogues. Les circon-

stances suivant lesquelles elle manifeste son action pour chaque sorte de décharge sont assurément très complexes, et il est ainsi désirable d'étudier l'effet dans des conditions plus simples, en particulier en supprimant l'inducteur. Dans cette recherche, pour obtenir quelques avantages dans cette direction, je me suis heurté à des difficultés. Pour cette raison, je me borne à communiquer actuellement des faits établis, sans chercher une théorie sur la façon dont les phénomènes observés se produisent.

Karlsruhe, mai 1887.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES GAZ,

PAR HITTORF.

Extraits traduits de l'allemand par A. GALLOTTI.

Annalen der Physik und der Chemie, t. CXXXVI, 1869, p. 1 à 31 et p. 197 à 235.

.... 6. Aussi loin qu'on remonte dans la littérature scientifique, c'est Faraday qui a le premier attiré l'attention sur l'apparence spéciale de la décharge électrique dans l'air raréfié. Dans la treizième série des *Recherches expérimentales sur l'Électricité*, qui remonte à l'année 1838, on lit :

« Je vais faire connaître maintenant un détail très remarquable de la décharge lumineuse accompagnée de la lueur négative, et qui peut se poursuivre régulièrement jusque dans les décharges de très haute intensité. Deux tiges de laiton sont introduites, par deux côtés opposés, dans une sphère de verre, leurs extrémités en contact; l'air est fortement raréfié; on y fait passer la décharge d'une machine et l'on écarte leurs extrémités : on voit alors à l'extrémité de la tige négative une lueur permanente, tandis que l'autre reste obscure.

» Si l'on augmente la distance on voit apparaître sur la tige positive une bande de couleur pourpre dirigée exactement vers la tige négative; elle s'allonge quand l'écart augmente, mais ne rejoint jamais la lueur négative, un petit intervalle obcur les séparant toujours. Cet intervalle de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{20}$ de pouce semble conserver une position fixe par rapport à la tige négative; la lueur négative ne subit donc pas de modification. Il est curieux de voir ces variations en longueur de la lueur pourpre positive suivant l'écart des tiges, tandis que l'espace obscur et la lueur négative restent immobiles. »

Pendant longtemps aucune observation nouvelle ne fut faite sur ce phénomène. Il reprit tout son intérêt quand on le retrouva, vers 1850, en étudiant la décharge de la bobine de Ruhmkorff dans les tubes à gaz raréfiés.

7. Le milieu le plus favorable à son observation est l'air, ou plus exactement l'azote, car c'est surtout grâce à ses molécules que se produit la lumière de l'étincelle dans l'air. On a en effet avec lui des lumières négative et positive de couleur très différente, la première bleue, la seconde rougeâtre, tandis qu'elles sont généralement semblables toutes deux dans les autres gaz.

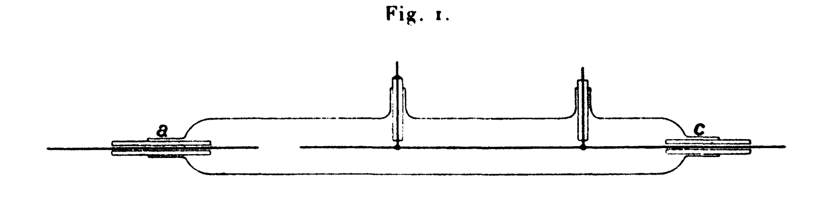
La lueur négative de l'air se distingue encore de la positive par une autre propriété. Lorsque sa température devient très haute il se produit sur la paroi du gaz qui l'environne une vive fluorescence, tandis que la lumière positive ne produit rien de semblable. Le verre ordinaire émet ainsi, comme on le sait, une lueur verte, le cristal une lueur bleue.

Dans l'étude des effets produits par la décharge, nous supposerons toujours que nous employons de l'air, quoique les phénomènes signalés existent pour tous les gaz.

8. Les trois parties distinctes, lumière positive, espace sombre et lueur négative, se produisent pour toutes les densités du milieu. A la pression ordinaire, dans la lueur qui suit l'éclair momentané produit par la bobine d'induction, la lueur bleue ne couvre, sur la surface de la cathode, qu'une petite place dont la grandeur diffère peu de celle de la section de l'enveloppe, et il faut, comme Neef et du Moncel, employer un grossissement pour voir l'espace sombre entre les deux lumières de couleur différente. Mais, plus la raréfaction devient grande, plus s'étend, sur la cathode, l'espace où la décharge produit sa lueur. Il grandit surtout très vite quand la force élastique est inférieure à 2^{mm}.

En disposant dans un tube de 60^{mm} de large un fil long de 82^{cm} comme cathode (*fig.* 1), la lueur qui commence à l'extrémité la plus

Fig. 1.



voisine de l'anode s'étendit déjà sur toute la longueur pour une pression qui atteignait encore $\frac{1}{3}$ de millimètre.

La surface d'un fil aussi long qu'on le voudrait serait entourée de

même en poussant davantage la raréfaction et en choisissant un tube de diamètre assez petit ([1]).

9. Quand la densité diminue, la lueur ne s'observe plus seulement sur la surface de la cathode, mais aussi dans l'espace environnant. L'épaisseur de la couche lumineuse bleue qui entoure le pôle négatif croît surtout très vite quand la force élastique est tombée au-dessous de 2^{mm}, et elle emplit les tubes les plus larges pour les raréfactions les plus parfaites.

Pour une même pression du milieu, la lueur s'étend d'autant plus loin de la cathode que la surface de celle-ci est plus petite. En même temps les tensions qui produisent la même décharge sur les électrodes vont en croissant et la fluorescence du verre devient plus vive. Pour le montrer on réunit à la pompe à gaz deux tubes cylindriques semblables contenant des cathodes de longueur différente formées par un fil placé suivant leur axe, et on les dispose, l'un à la suite de l'autre, sur le même courant d'induction, en faisant un vide suffisant pour que les deux cathodes soient entièrement couvertes par la lueur. L'expérience est surtout instructive si l'on réduit la surface libre de l'un des fils à sa section extrême, en prolongeant le tube capillaire où il est engagé, de façon à avoir une cathode qui est presque un point. Il se produit autour de celui-ci une lueur en demi-sphère dont le rayon atteint déjà 1^{cm}, pour une pression de l'air telle qu'une cathode allongée ne présente qu'une couche lumineuse d'épaisseur impossible à mesurer; ce rayon croît très rapidement quand la pression diminue. Tant qu'il reste petit la lueur négative est séparée de la positive par un espace sombre; mais, quand la première s'étend, celui-ci finit par disparaître et les deux lueurs se rejoignent.

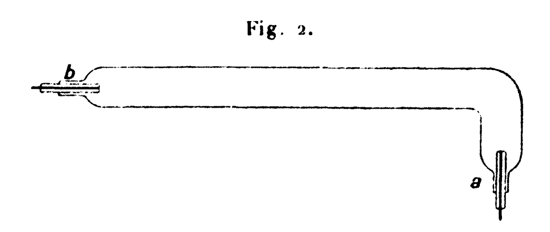
10. Tout corps solide ou fluide, isolant ou conducteur, qui se trouve devant la cathode, limite la lueur qui s'étend entre lui et celle-ci : il n'y a jamais aucune déviation hors de la ligne droite.

Si l'on prend un tube coudé à angle droit et présentant, dans ses deux branches très inégales (*fig.* 2), deux électrodes ponctuelles placées aux extrémités, pour une raréfaction croissante la lueur négative emplit toute la grande branche du tube quand la cathode est de ce côté en *b*. Mais, si *a* devient le pôle négatif, elle reste limitée à la petite branche et ne dépasse pas la courbure du tube. La propagation rectiligne de la lueur est établie aussi nettement que possible lors-

([1]) Le quatrième paragraphe de ce Mémoire montre la nécessité de cette condition.

qu'elle se produit à partir d'une cathode ponctuelle et va déterminer la fluorescence du verre à des distances un peu grandes; la présence d'un obstacle dans l'espace rempli par la lueur détermine sur la paroi

Fig. 2.



fluorescente une ombre nette en arrêtant sur sa surface le cône lumineux ayant pour sommet la cathode.

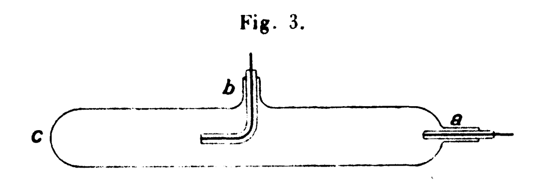
Nous pourrons donc admettre dans la suite que la lueur se propage par lignes droites ou par rayons, et considérer chaque point de la cathode comme le sommet d'un cône de rayons.

Dans un tube cylindrique suffisamment long, muni sur son axe d'une cathode ponctuelle, plus les rayons s'écarteront de l'axe plus ils seront vite arrêtés par la paroi. Pour une pression assez faible on aura à de grandes distances de la cathode un faisceau de rayons sensiblement parallèles ; ceci nous sera utile plus tard.

11. Puisque la lueur s'écarte en ligne droite du point formant la cathode, elle ne doit pas être influencée par la direction de la lumière positive. On le voit très clairement en tournant la cathode ponctuelle en sens inverse de l'anode.

Pour le montrer on a fixé, au milieu d'un large tube, comme l'indique la figure 3, un tube capillaire *b* coudé dans lequel est emprisonné un fil servant de cathode dont la section terminale seule n'est pas recouverte. Une seconde électrode ponctuelle *a* était fixée à l'extrémité la plus éloignée de la section *b*. Si la cathode est en *b* les rayons se pressent dans l'espace *bc* à partir de la section du fil de plus en plus loin à mesure que la pression baisse, mais ils s'éloignent

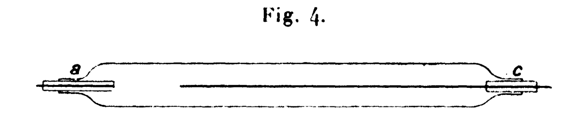
Fig. 3.



aussi toujours davantage de l'anode et de la lueur positive de l'espace *ab*.

Si l'on intervertit les électrodes en prenant *a* comme cathode et *b* comme anode, la différence de propagation des lumières positive et négative apparaît d'une façon frappante : la lumière rouge positive se recourbe maintenant immédiatement derrière *b* et se dirige vers *a*. La lumière négative, par contre, se propage à partir de *a* en ligne droite, et, pour une raréfaction très grande, dépasse *b* sans se courber, en allant au delà de l'anode. Ce dernier fait se produit aussi si la surface du fil *b* est entièrement découverte. Si, en regard d'une cathode formée par une simple section de fil, l'anode est formée par un fil

Fig. 4.



allongé suivant l'axe du tube, comme dans la figure 4 l'aigrette s'étend dans tout l'espace *ca* malgré la présence du pôle positif.

12. Comme on le sait, la lueur produite dans l'espace voisin de la cathode n'est pas uniforme, mais elle est formée de trois couches parallèles, qu'on distingue à l'œil grâce aux variations d'intensité de la lumière. Mais tandis que le nombre des strates visibles dans la lumière positive est très variable suivant les dimensions et la forme du tube, ainsi que suivant la densité et la nature du milieu, celui des strates de la lumière négative reste toujours constant. La cathode est entourée immédiatement par un liséré lumineux étroit et souvent difficile à apercevoir. Puis vient une couche épaisse peu lumineuse, transparente à cause de cela, qui le sépare de la strate la plus brillante. Son épaisseur augmente d'une façon continue avec la raréfaction. A pression égale elle augmente aussi avec l'intensité du courant.

Deuxième Mémoire, p. 213, § 5.

49. Les recherches du paragraphe précédent conduisaient au résultat suivant : il se produit dans le voisinage de la cathode des phénomènes particuliers qui ne permettent pas à l'électricité de se propager comme dans la lumière positive, où elle va droit devant elle, et qui empêchent ce courant d'entrer dans la surface négative. On doit

d'après cela présumer que la conductibilité est liée au phénomène de la lueur.

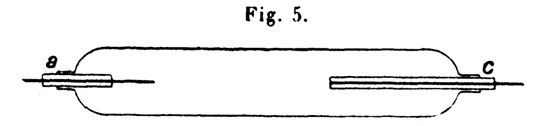
En fait les rayons de la lumière négative se conduisent vis-à-vis de l'aimant comme un flux unique qui, d'après sa direction, pénétrerait en se pressant dans la cathode, en venant des alentours.

30. D'après la loi que Laplace a déduite des expériences de Biot et Savart, il existe, entre un élément d'un courant linéaire et le pôle d'un aimant infiniment mince, un couple de forces qui sont dirigées perpendiculairement au plan mené par le pôle et l'élément de courant, et dont l'intensité est proportionnelle à l'inverse du carré de leur distance, et au sinus de l'angle formé par l'élément de courant et la ligne qui le joint au pôle.

Pour un aimant indéfini les lignes de force magnétiques sont précisément des droites issues du pôle. La force qui s'exerce sur l'élément de courant est donc normale au plan passant par cet élément et par la ligne de force magnétique du point où il est actuellement. La règle d'Ampère détermine celui des deux sens de cette normale qu'il faut prendre pour chaque cas. Pour un observateur qui nage dans le sens du courant et qui voit devant lui le pôle, la force est dirigée à droite s'il s'agit d'un pôle nord, à gauche dans le cas contraire.

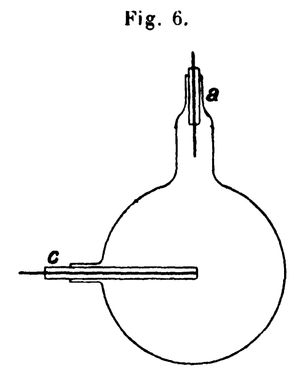
31. Pour que la lueur se conduise aussi simplement que possible, utilisons un faisceau de rayons sensiblement parallèles comme il s'en forme sur la section d'un fil qui est entouré dans toute sa longueur par un petit tube de verre (n° 10). Il est nécessaire de choisir un fil dont la section ne soit pas trop petite ($1\frac{1}{2}$ à 3 millimètres) et une tension de l'air assez faible ($\frac{1}{4}$ à $\frac{1}{8}$ de millimètre). Le faisceau est alors très net, il s'étend à une distance de plusieurs pieds et produit, partout où il rencontre la surface du verre, une vive fluorescence qui facilité les observations. On peut suivre ainsi, dans toutes les directions, l'action de l'aimant pourvu que le verre de la paroi soit peu épais et que le fil occupe assez de place dans l'intérieur. Les meilleurs récipients à employer sont un tube cylindrique de 30^{cm} à 40^{cm} de long et de 45^{mm} à 60^{mm} de large (*fig.* 5), et une ampoule sphérique de 6^{cm} à 10^{cm} de diamètre (*fig.* 6).

Fig. 5.



L'électro-aimant dont nous nous servirons est formé par deux cylindres de fer de 10^{cm} de diamètre et de 50^{cm} de longueur, réunis par un morceau de fer à section carrée de 10^{cm} de côté et entourés par les

Fig. 6.



deux bobines. Le courant qui les traverse passe dans un rhéostat pour pouvoir modifier à volonté le champ magnétique créé. Ce rhéostat est constitué par un cylindre renfermant une dissolution de sulfate de zinc et d'acide sulfurique étendu. Les extrémités sont formées par deux plaques de zinc amalgamé de 9^{cm} de diamètre, dont l'une peut se lever ou s'abaisser pour modifier sa longueur et par conséquent sa résistance.

52. La loi de Laplace, qui régit tous les courants, s'applique aussi bien à la lumière positive et à la lumière négative. Tant que l'aimant reste faible les mouvements qu'elles accomplissent dans le tube cylindrique restent presque semblables, mais leur différence s'accentue avec l'intensité du champ.

La lueur rayonnante se comporte comme un courant linéaire infiniment mince, rectiligne, sans poids, rigide à son extrémité voisine de la section négative. A son autre extrémité et dans toute sa longueur elle suit les forces qui s'exercent entre l'aimant et chacun de ses éléments sans être aucunement influencée par la situation de l'anode, que celle-ci soit éloignée ou rapprochée. La lumière positive réunit les rayons qui ont pris cette position à l'anode, rôle qu'explique la faible résistance qu'il y a dans un milieu fortement raréfié. On a donc en somme l'apparence d'un conducteur souple sur toute sa longueur, fixe à ses deux extrémités. et qui suit la force magnétique dans les conditions indiquées.

En tenant compte de cette distinction entre les deux lumières, les

apparences que prend, suivant la position de l'aimant, un faisceau de rayons parallèles sont faciles à comprendre.

53. Faisons d'abord agir un seul pôle d'aimant en ne prenant qu'un côté de l'électro-aimant.

Le tube cylindrique a son axe parallèle au plan qui forme l'extrémité de l'aimant. On a un pôle nord, dont la puissance est d'abord assez faible, en intercalant sur le courant toute la longueur du rhéostat.

Le faisceau négatif, qui était d'abord dirigé suivant l'axe du tube et entourait l'anode, ce qui empêchait de voir la lumière positive, s'incline à droite d'un observateur arrivant sur la cathode en regardant le pôle de l'aimant. L'anode apparaît alors librement et l'on voit la lumière positive se courber du même côté dans l'espace débarrassé des rayons négatifs.

Si l'on augmente le champ magnétique en diminuant la résistance, la courbure des rayons négatifs s'accroît et il se forme, au côté droit de la tranche formant cathode, des tortillons qui se rétrécissent aussitôt. En même temps la lumière positive s'allonge et suit la lueur négative qui s'écarte sur le côté droit du tube.

Pour mieux obtenir toutes les transformations que le champ magnétique peut faire subir à la lueur cathodique, le meilleur tube est une ampoule sphérique, car on peut alors, sans modifier la distance de l'extrémité du fil, donner à l'axe du faisceau n'importe quelle inclinaison par rapport au champ magnétique.

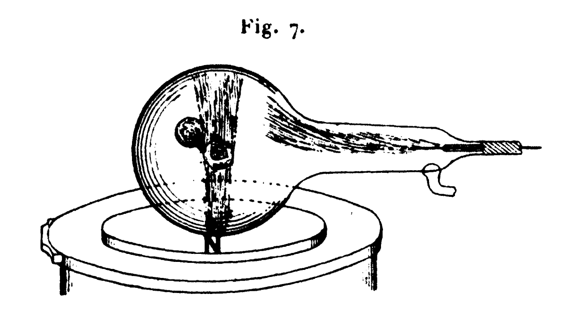
Si, par exemple, l'axe fait un angle droit avec la ligne de force magnétique passant par l'extrémité de la cathode, quand le champ devient assez fort, le faisceau se replie en cercle dans un plan normal à cette ligne de force : des deux côtés les rayons divergents forment des spirales. En même temps il se produit à droite de la cathode un beau cône qui luit surtout au milieu et dont la section diminue en se rapprochant du pôle, la force de courbure augmentant dans cette région.

Si la section du fil se trouve au-dessus du milieu de la surface polaire, de façon que la ligne de force magnétique y soit verticale, ce cône est lui-même dirigé verticalement (*fig.* 7).

Si l'angle de la ligne de force passant à la cathode et de l'axe du faisceau lumineux s'écarte d'un droit, les rayons qui étaient parallèles à cet axe forment une ligne à double courbure, une spirale dont les spires sont d'autant plus étroites qu'elles sont plus près du pôle : elles sont donc, ici encore, situées sur une surface conique dont le sommet

est tourné vers le pôle. On distingue nettement deux ou trois tours de la spirale. Si ces rayons rencontrent le verre, il s'y produit une vive fluorescence; ils continuent d'ailleurs leur chemin malgré cela en se réfléchissant sur sa surface. Une partie tourne de nouveau au-

Fig. 7.

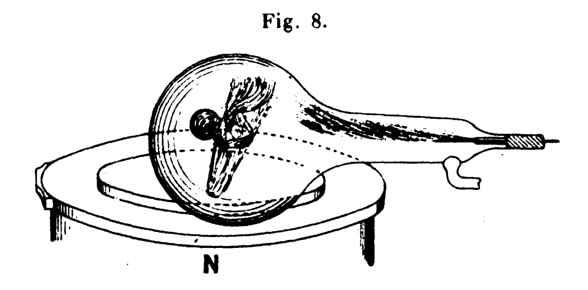


tour de la ligne de force magnétique de ce point et va frapper la paroi opposée. Quand le rhéostat est au minimum de résistance, ces enroulements offrent à l'œil un spectacle vraiment remarquable.

Pour un courant élémentaire la ligne de force passant en chacun de ses points a une influence dirigeante; mais sa direction est surtout déterminée par celle de ces lignes qui passe au point le plus voisin de la cathode. Il en résulte que, pour des champs magnétiques croissants, l'axe de la spirale se rapproche de plus en plus de la ligne de force passant par la cathode ponctuelle.

La spirale s'éloigne du pôle de l'aimant lorsque la direction du courant fait un angle obtus avec la tangente à la ligne de force passant à la cathode (*fig.* 8). C'est l'inverse lorsque cet angle est aigu

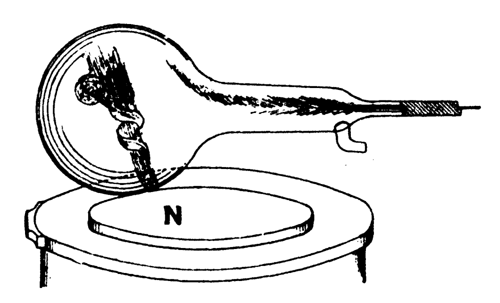
Fig. 8.



(*fig.* 9). Plus l'angle est différent d'un droit, plus s'allonge l'écart de deux spires consécutives, le champ magnétique étant constant. Si enfin l'axe du faisceau se confond avec la tangente à la ligne de force de la cathode, l'excitation de l'aimant ne produit aucun changement sur les rayons parallèles. Seuls les rayons divergents sont concentrés

et la section du faisceau diminue. Cela se voit très nettement quand l'axe du faisceau lumineux est disposé normalement au milieu de la surface polaire, les rayons allant vers le pôle quand le champ s'accroît. Le grand cercle fluorescent qu'ils produisent se réduit à son centre qui brille et l'échauffe très fortement. Lorsque le courant d'induction

Fig. 9.



est suffisant le verre peut même fondre superficiellement et se vaporiser en partie, comme le montre alors la lumière jaune des flammes de sodium. Il faut interrompre l'expérience si l'on ne veut pas que le tube soit abîmé.

Le courant d'induction traverse le tube en suivant les couches formées par les rayons lumineux sous l'influence du champ, mais en sens inverse de leur sens propre qui dépend des courants moléculaires de l'aimant et du courant galvanique des bobines. Une barre de fer placée dans cette spirale s'aimanterait donc en sens inverse de l'aimant donné.

Il va de soi que si l'on substituait au pôle nord employé un pôle sud rien ne serait changé, si ce n'est que les rayons s'enrouleraient vers la droite du nageur placé dans le courant.

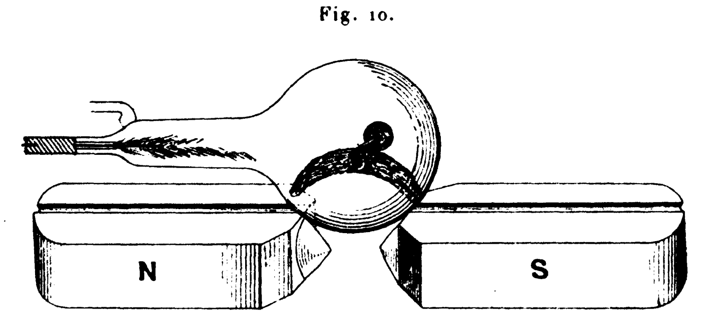
34. On peut aussi facilement observer sur le faisceau lumineux négatif l'action simultanée de deux pôles. Supposons-les d'abord de même nom et de même puissance; supposons de plus l'axe du faisceau dans le plan équatorial; il s'exerce alors sur les rayons parallèles des forces égales mais de sens contraire qui doivent s'équilibrer. C'est une condition presque impossible à réaliser en pratique. Généralement un des pôles a un peu plus d'influence que l'autre et produit une légère déviation. De plus les éléments des rayons qui divergent de l'axe sont à des distances différentes des deux pôles et subissent ainsi un faible changement de direction. On ne peut donc jamais

compenser l'action des deux aimants, mais elle est généralement si faible qu'elle apparaît bien nettement comme produite par la différence de deux forces excessivement voisines.

Si l'on a deux pôles de noms différents leurs actions s'ajoutent au contraire. En même temps le magnétisme est bien plus fort dans les deux cylindres réunis par la traverse de fer extérieure et munis d'armatures; aussi les courbes formées par les rayons lumineux sont beaucoup plus resserrées pour un même courant d'excitation.

Si l'axe du faisceau négatif est dans le plan équatorial, les rayons qui lui sont parallèles se replient vers la droite de la cathode pour l'observateur regardant vers le pôle nord, et ils forment un cercle qui est encore dans un plan normal à la ligne de force passant par son centre. A côté se forment en même temps les spirales données par les rayons divergents. En utilisant un courant d'excitation assez intense le cylindre lumineux qui se forme ainsi a un diamètre inférieur à 1^{mm} et se confond sensiblement avec la ligne de force passant par le point cathode (*fig.* 10).

Fig. 10.



Si l'on ferme brusquement le courant sans interposer de rhéostat, l'aimant prend sa force la plus grande et cela si promptement que l'œil ne peut pas suivre le déplacement rapide de la lumière qui constitue le cylindre. Les rayons de la lueur négative paraissent alors confondus avec la ligne de force passant par leur point d'origine.

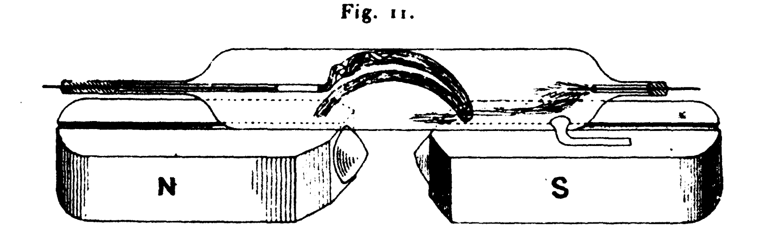
Si l'axe du faisceau négatif est placé dans le plan des axes des cylindres (plan axial) et dirigé suivant la ligne des pôles, l'excitation de l'aimant ne modifie pas la direction des rayons parallèles. Seuls les rayons divergents sont concentrés autour d'eux en un cylindre de diamètre presque nul.

On obtient une très belle apparence avec le tube cylindrique en le plaçant dans le plan des axes de l'aimant sur les armatures terminales de façon que la ligne de force de la cathode forme un angle aigu avec

l'axe du faisceau. Les rayons s'enroulent alors en une spirale très allongée qui se recourbe en formant un bel arc lumineux au-dessus de la surface des armatures. On reconnaît très nettement ici encore que l'axe du faisceau reste confondu avec la ligne de force du point cathode quand le courant d'excitation augmente. Si la cathode est placée au-dessus de l'armature du pôle nord l'arc commence à droite du plan des axes et se termine à sa gauche sur l'armature du pôle sud.

Lorsque les rayons négatifs ont une longueur suffisante ils ne se terminent pas là où l'arc touche la paroi du verre; ils se réfléchissent en partie et reviennent en suivant la ligne de force de cette place en formant un second arc semblable moins brillant qui forme un angle aigu avec le premier et se termine encore plus à gauche du plan axial passant par la cathode que l'autre (*fig.* 11). Ce second arc se produit

Fig. 11.



aussi avec les rayons divergents dans la figure 10, ce qui fait que le cylindre n'est pas nettement limité du côté gauche. Avec des courants d'induction intenses, l'endroit de l'enveloppe où les deux arcs se rencontrent est si fortementé chauffé que le verre fond et se volatilise en partie; les lignes spirales que forment les rayons se trouvent ainsi fixées.

Pendant que la lumière négative produit dans la direction axiale plusieurs tours de spirale, la positive s'allonge tout au plus en s'écartant de l'anode à la même distance que ces spirales (¹).

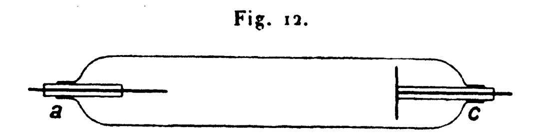
55. Connaissant la façon dont se comporte au point de vue magné-

(¹) Au printemps dernier j'ai été amené, par les considérations du paragraphe qui précède, à entreprendre le premier des recherches spéciales sur la façon dont se comporte la lueur négative au point de vue magnétique. Plücker, qui a découvert cette lueur, a supposé dans ses derniers Mémoires (*Pogg. Ann.*, t. CXVI, p. 45) que les rayons négatifs étaient formés par des courants qui vont et reviennent; mais ils seraient en contradiction avec les lois électromagnétiques. La maladie et la mort inopinée de mon maître vénéré m'ont empêché de lui soumettre la suite de mes recherches.

tique un rayon unique de la lueur ou le faisceau que forment ces rayons à partir d'un point, nous pouvons dès maintenant comprendre la formation des splendides surfaces lumineuses qu'on observe avec un fort champ magnétique dans la lueur émise par une cathode d'une certaine largeur et dont nous devons la connaissance à Plücker. Il suffit de remarquer que la force qui s'exerce d'après la loi de Laplace sur les éléments de courants peut, si elle est suffisante, occasionner un déplacement du faisceau à partir de son point d'origine et supprimer ainsi toute lueur de la surface de la cathode.

Si par exemple la cathode est formée, comme dans la figure 12, par un disque circulaire, et si elle est entourée des deux côtés de sa

Fig. 12.



lueur, en la plaçant dans le champ d'un courant puissant de façon que son plan axial soit entre les deux pôles, elle devient obscure, à l'exception de la place la plus élevée sur la face écartée de l'anode, ou de la place la plus basse sur la face en regard, suivant que les rayons sont déviés dans un sens ou dans l'autre.

Pour expliquer complètement la formation des surfaces magnétiques décrites par Plücker autour d'une cathode formée par un fil, il faut employer comme pôle négatif, au-dessous de l'aimant, un cylindre métallique de grand diamètre (1^{cm} et plus). En plaçant son axe dans le plan équatorial sa surface n'est plus lumineuse suivant la section du cylindre par ce plan (ni dans le voisinage), les forces électromagnétiques déplaçant les rayons dans la direction de l'axe.

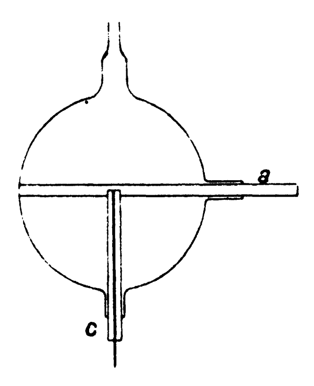
Il est tout à fait inutile, à mon avis, de considérer d'autres cas particuliers, car la façon dont se comporte la lueur étudiée pour chaque forme de surface et pour chaque position vis-à-vis de l'aimant résulte clairement de l'étude faite pour un faisceau unique. Lorsque les rayons atteignent une grande longueur, l'étude attentive montre que ces surfaces n'ont pas en réalité la forme qu'elles devraient avoir si ceux-ci suivaient les lignes de force magnétiques et qu'il est nécessaire qu'ils obéissent à la loi de Laplace.

Les changements que produit l'aimant dans la lueur doivent être accompagnés de modifications de la résistance. Celles-ci sont surtout faciles à reconnaître avec la disposition utilisée au paragraphe 3. A

côté du tube placé près de l'aimant, on place en déviation sur le courant d'induction un autre tube semblable écarté de l'aimant.

Si le fil formant l'anode s'étend jusqu'au voisinage de la cathode ponctuelle, on peut le faire rencontrer par l'arc que forme le faisceau de rayon dans le plan des axes. Ceci ne change en rien cet arc. Il entoure le fil positif recouvert de sa lueur rouge et continue son chemin au delà comme s'il ne s'était produit aucun contact. Ce fait nous montre encore plus clairement que ceux que nous avons cités au n° 11 que la propagation de l'électricité ne peut pas résulter dans l'anode de l'arrivée de la lumière négative. On doit seulement penser que la lumière positive forme le chemin entre l'anode et les courants des rayons de la lueur. Mais ces derniers ne trouvent au voisinage du pôle positif aucun obstacle analogue à celui que rencontre la lumière positive en approchant de la cathode. On peut aussi avec l'aimant entourer le faisceau des rayons lumineux qui s'écoule de la section du fil négatif autour du fil positif sans produire aucune perturbation sur celui-ci. Il suffit pour cela d'employer un tube sphérique (*fig.* 13), en dispo-

Fig. 13.



sant transversalement devant la cathode ponctuelle *c* le fil positif assez gros *a* et de placer l'axe du faisceau négatif dans le plan équatorial.

LA DÉVIABILITÉ MAGNÉTIQUE ET ÉLECTRIQUE
DES RAYONS DE BECQUEREL
ET LA MASSE APPARENTE DES ÉLECTRONS
(Extrait),

PAR W. KAUFMANN.

Traduit de l'allemand par Henri BUISSON.

Göttinger Nachrichten, 1901, p. 143 à 155.

---

§ 1 et 2. — L'auteur se propose d'étudier expérimentalement le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ entre la charge et la masse des corpuscules émis par un corps radioactif et de distinguer, autant que possible, la masse *réelle* de la masse *apparente* qu'introduit la considération de l'énergie électromagnétique de la particule mobile (1).

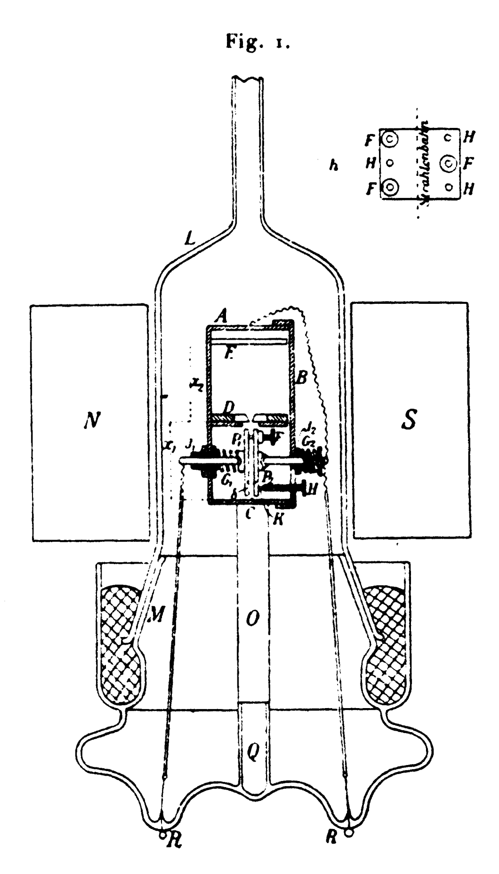
3. J'ai communiqué la méthode employée il y a déjà quelque temps. L'hétérogénéité des rayons de Becquerel, considérée jusqu'ici, dans la plupart des cas, comme un inconvénient et qui fait qu'un fin pinceau de rayons paraît dispersé en un spectre par la déviation, n'est pas nuisible ici et est transformée directement en un avantage par une disposition analogue à la méthode de Kundt des spectres croisés. En employant un fragment de substance active le plus petit possible comme source de rayons, et un trou étroit comme diaphragme, on isole un mince faisceau de rayons, qui se représente par un point sur une plaque photographique placée perpendiculairement à sa direction. La déviation magnétique transforme l'image en un trait rectiligne, la déviation électrique simultanée produit comme image une courbe, dont chaque point correspond à une vitesse q et à un $\frac{\varepsilon}{\mu}$ complètement déterminé. On obtient ainsi sur une seule plaque une série complète

(1) *Physik. Zeits.*, 2, p. 602, 1901.

d'observations, dont on peut déduire directement la relation entre q et $\frac{\varepsilon}{\mu}$ (¹).

4. Appareil. — Les rayons rendant l'air conducteur, l'appareil devait être vidé pour obtenir un champ électrique homogène; de cette façon, l'absorption et la diffusion des rayons dans le gaz étaient en même temps évitées. Les dimensions de l'appareil devaient être choisies les plus petites possible, parce que l'électro-aimant nécessaire à

Fig. 1.



l'excitation du champ magnétique ne pouvait pas être introduit dans le vide, et aussi parce qu'un trop grand chemin du rayon aurait

(¹) Cette méthode est aussi utilisable pour les rayons cathodiques. Par son emploi, on évite à la fois toutes les difficultés qui résultent de l'inconstance du vide et de l'hétérogénéité des rayons.

affaibli beaucoup l'intensité. La figure 1 montre l'appareil à environ moitié de la grandeur naturelle.

Une petite boîte de laiton, dont les côtés ont à peu près $2\times3\times4{,}5^{cm}$, est fixée au moyen du tube O sur le manche de verre Q d'un tube à vide L, qui se compose de deux parties reliées par un rodage au mercure M. Sur la base de la boîte se trouve en C un fragment de bromure de radium, d'environ 1^{mm} de long et $0^{mm},3$ d'épaisseur (la direction de la longueur est perpendiculaire au plan du dessin). Parmi les rayons qu'il émet, un faisceau de $0^{mm},5$ de diamètre est isolé par un diaphragme D et, s'il n'est pas dévié, produit une petite tache sur la plaque photographique E, enveloppée d'une feuille d'aluminium. Le diaphragme est fait de platine en sa partie centrale, de plomb sur les bords.

Pour la production du champ magnétique on employait un électro-aimant dont les pôles N et S sont indiqués en coupe sur la figure. Comme l'exposition d'une plaque durait de 3 à 4 jours, l'enroulement avait été calculé afin que l'aimant pût être relié au réseau d'éclairage de la ville (220 volts), avec interposition de quelques lampes à incandescence. A cause des variations non négligeables de la tension, rencontrées dans l'emploi de cette source de courant, il était impossible de faire une mesure exacte du champ magnétique; pour cette raison le réseau d'éclairage ne fut utilisé que pour les expériences préliminaires; au contraire, dans la mesure définitive, on prit le courant d'une batterie de 70 volts. Comme cette batterie possédait une capacité d'environ 100 ampères-heures, le courant d'excitation, s'élevant seulement à 0,3 ampère, restait complètement constant pendant les quatre jours de durée de l'exposition, ainsi que cela fut établi par un contrôle continuel.

Le champ électrique était produit entre deux plateaux de laiton P_1, P_2, rectangulaires, polis et plans. Trois vis F (une seule est dessinée dans la figure), avec des pointes isolantes en ivoire, servaient au réglage de la distance des plateaux. L'un des plateaux, P_1, était fixé par une articulation à une tige mobile dans la boîte d'ébonite J_1 et était pressé par le ressort spiral G_1 contre les pointes des vis F. Le deuxième, P_2, était fixé de façon semblable au couvercle B de la boîte; un ressort spiral placé à l'extérieur, G_2, pressait le plateau contre trois vis H également munies de pointes d'ivoire, à l'aide desquelles on réglait la position de tout le système des plateaux relativement à l'appareil. Pour la production du champ électrique, qui devait aussi rester tout à fait constant pendant 4 jours, j'avais à ma disposition une

batterie à haute tension de 2000 volts. Je me convainquis par des expériences préliminaires que cette tension était encore trop faible pour mesurer la déviation des rayons les plus rapides encore nettement observables. Je construisis alors, à la gracieuse instigation de M. le professeur Wiechert, un multiplicateur de potentiel au moyen duquel on pouvait obtenir, pendant tout le temps désiré, une tension plusieurs fois plus élevée et tout à fait constante ([1]). L'appareil consistait en un commutateur tournant mû par un électromoteur, qui établissait alternativement les combinaisons suivantes : 1° Quatre (ou plus s'il est nécessaire) bouteilles de Leyde sont chargées en parallèle par la batterie; 2° les bouteilles sont réunies en série, de sorte que la tension est quadruplée ; 2° les bouteilles sont reliées à une cinquième bouteille qui est ainsi, par répétition continuelle du procédé, chargée à un potentiel quadruple de celui de la batterie ([2]). Il suffisait que le cylindre de contact fît deux tours par seconde pour obtenir une position absolument fixe de l'électromètre lié à la cinquième bouteille. Celle-ci était directement reliée à l'un des plateaux P, tandis que l'autre, ainsi que la boîte, était en communication avec la terre. La liaison s'effectuait par les fils de platine soudés RR.

On se servait, pour faire le vide, d'une pompe automatique du système Sprengel, reliée à l'appareil par un long tube de verre. En outre du tube desséchant qui fait partie de la trompe, il y avait encore dans l'intérieur de l'appareil deux petits vases (non dessinés sur la figure), contenant de l'anhydride phosphorique.

5. **Réalisation de l'expérience.** — Les vis F étaient tout d'abord réglées de façon à obtenir une distance des plateaux d'environ $0^{cm},15$. (La mesure exacte était faite à la fin de l'expérience). La plaque photographique était mise en place avec son enveloppe de feuille d'aluminium de $0^{cm},0002$ d'épaisseur, et en introduisant un peu de feuille d'étain pliée dans l'intervalle qui existe au-dessus de la plaque, entre celle-ci et la boîte, elle était pressée contre les butoirs qui la portaient. Le couvercle était alors mis en place, la liaison établie avec les conducteurs, et l'appareil introduit par le bas dans la partie supérieure du tube à vide, qui se trouvait déjà entre les pôles de l'aimant. Après

---

([1]) Après la fin de mon travail, mon attention fut attirée par M. le professeur Hallwachs, sur un multiplicateur de potentiel construit par lui et décrit dans *Wied. Ann.*, t. XXIX, 1886, p. 300.

([2]) L'appareil n'est autre qu'une forme améliorée de la machine rhéostatique de Planté.

avoir pompé pendant une demi-heure environ, le vide était suffisamment élevé pour supporter une différence de potentiel électrique de 7000 volts; mais comme au début il se dégageait beaucoup de gaz occlus, et aussi comme on ne pouvait obtenir une imperméabilité absolue de l'appareil, la pompe restait continuellement en exercice pendant les 15 à 20 premières heures; plus tard on ne pompait d'une façon permanente que pendant la nuit, quoique lentement; le jour il suffisait de pomper deux ou trois fois, pendant environ 10 minutes. Il arriva souvent, lors du fonctionnement, qu'une décharge passa à travers l'appareil; mais comme entre celui-ci et l'ensemble des bouteilles une résistance d'eau était continuellement intercalée, il ne se déchargeait chaque fois qu'une faible fraction de la charge des bouteilles, et, après une durée de deux secondes, le potentiel du début était de nouveau établi. La lumière des décharges était rendue inoffensive par l'enveloppe d'aluminium de la plaque. Par suite du bon isolement de toutes les parties, la différence de potentiel des plateaux était complètement indépendante des variations du nombre de tours du commutateur tournant. Le champ magnétique était appliqué en même temps que le champ électrique. La constance du courant d'excitation était éprouvée de temps en temps au moyen d'un galvanomètre de torsion; au début l'élévation de température de l'enroulement de l'aimant qui se produisait peu à peu et l'accroissement de résistance qui y était liée, obligeaient à de fréquents réglages. Après quelques heures, le courant était néanmoins complètement stationnaire.

Après une durée de un jour et demi à deux jours la direction du champ électrique était inversée, et une exposition d'égale durée avait encore lieu. On obtenait de cette façon deux branches de courbe placées symétriquement par rapport à la direction de la déviation magnétique, de sorte que la demi-distance de deux points correspondants de la courbe donnait la déviation électrique.

Le développement des plaques (plaques instantanées de Schleussner), se faisait avec un développateur Rodinal très dilué, contenant beaucoup de bromure de potassium; il durait environ une demi-heure. L'emploi d'un développateur très étendu était nécessaire parce que les rayons de Becquerel, surtout les moins déviables, ne sont que peu absorbés, et par suite agissent à peu près d'égale façon à travers toute l'épaisseur de la couche sensible; le développateur doit donc avoir le temps de se diffuser à l'intérieur des parties les plus profondes de la couche, sans voiler déjà la partie superficielle. Les images obtenues étaient, il est vrai, assez faibles, mais néanmoins suffisamment

claires pour permettre une mesure des distances précise à environ $\frac{1}{200}$ de centimètre (*voir* plus loin). Le renforcement par le sublimé et l'ammoniaque augmentait, il est vrai, les contrastes; cependant les pointés n'en étaient pas plus précis.

6. **Mesures.** — *a. Dimensions de l'appareil.* — Pour les calculs théoriques ultérieurs, la connaissance des grandeurs suivantes était indispensable : la distance x_1 de la source des rayons au diaphragme, x_2 du diaphragme à la plaque, la hauteur h et l'écart δ des plateaux du condensateur; x_1, x_2 et h furent évalués au moyen du compas et de la règle. Pour la mesure de δ, le couvercle B, avec le plateau P_2 qui y est lié, fut placé horizontalement sur la table d'un microscope, et une lame de verre à faces planes et parallèles fut placée sur les pointes d'ivoire des vis F. Puis le microscope, au moyen du mouvement micrométrique, fut pointé d'abord sur la face inférieure de la lame de verre, puis sur P_2, et, en multipliant le nombre de tours par le pas de la vis, évalué antérieurement, on obtint l'éloignement.

b. Mesure du potentiel. — Le potentiel de la batterie était lu à un électromètre de Braun allant de 0 à 3000 volts, et dont l'échelle avait été étalonnée peu de temps avant par le procédé suivant : les groupes séparés de la batterie à haute tension étaient mesurés par un voltmètre de précision de Siemens et, ensuite, réunis en tension, étaient employés à la charge de l'électromètre. La tension de la batterie ainsi mesurée était multipliée par 4 (parce que 4 bouteilles de Leyde étaient employées) et donnait ainsi la tension de l'appareil produite par le multiplicateur. Comme contrôle du multiplicateur, cette tension était encore lue à un électromètre de Braun allant jusqu'à 10000 volts, qui manifestait des différences de 50 à 100 volts par rapport à la tension calculée; ces différences provenaient vraisemblablement d'erreurs d'étalonnage du second électromètre. Pour le calcul des résultats n'intervinrent naturellement que les données du premier électromètre étalonné.

c. Mesure du champ magnétique. — Un court fragment de tube d'ébonite de $1^{cm},7$ de diamètre était recouvert avec 20 spires de fil de cuivre isolé, et suspendu à un fil de laiton de 40^{cm} de longueur et $0^{mm},04$ de diamètre, qui servait en même temps à l'entrée du courant. La sortie avait lieu par une spirale cylindrique du même fil conduisant à la partie inférieure. Le tout se trouvait dans un tube de verre, muni d'une fenêtre pour l'observation du miroir fixé au système oscillant et entouré d'une enveloppe de feuilles d'étain reliée à la terre pour

assurer la protection contre les troubles électrostatiques. La bobine oscillante était placée dans la partie du champ à mesurer et un courant d'intensité convenable la traversait. La déviation totale obtenue par renversement du courant de la bobine donnait une mesure de l'intensité du champ. Le champ fut évalué en plusieurs points le long de la trajectoire du rayon; il ne se manifesta que de très faibles défauts d'homogénéité (*voir* plus loin). L'électro-aimant fut ensuite remplacé par une spire de dimensions exactement connues, et la déviation obtenue dans le champ connu de la spire fut déterminée.

Soit n_0 la déviation dans le champ H_0 de l'électro-aimant avec le courant $i_0 = \frac{E}{W_0}$ dans la bobine oscillante, de même soit n la déviation dans le champ H de la spire avec le courant $i = \frac{E}{W}$; on a alors

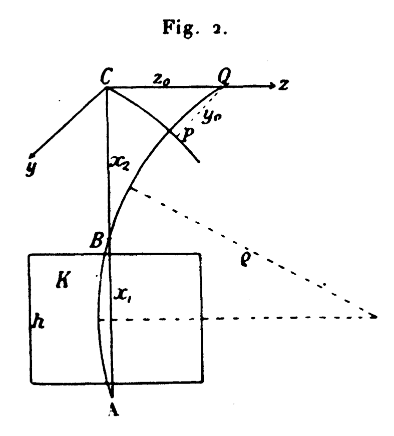
$$H_0 = \frac{n_0 W_0}{n W} H. \tag{1}$$

Par un choix convenable de W_0, W et H, on s'arrangeait pour que n_0 et n ne fussent pas très différents.

d. Mesure de la plaque. — La plaque photographique était fixée dans une position verticale sur le chariot d'une machine à diviser, de $0^{mm},5$ de pas de vis, de façon que la direction de la déviation magnétique se dirigeait vers le haut. Pour l'observation, on se servait d'un microscope d'un très faible grossissement, dans le plan focal duquel se trouvait un réticule déplaçable micrométriquement dans le sens vertical. Comme il y a toujours dans le faisceau de rayons une portion qui n'est absolument pas déviable (peut-être des rayons de Röntgen qui sont produits par les électrons dans le sel de radium même), l'origine des coordonnées se marque alors d'elle-même sur la plaque. Après avoir évalué la hauteur de ce point au moyen du micromètre oculaire, le réticule fut élevé d'une hauteur déterminée, et par le déplacement du chariot on mesura l'intervalle horizontal (la double déviation électrique). Les courbes ayant une certaine largeur, elles empiètent naturellement en partie l'une sur l'autre au voisinage du point zéro, c'est-à-dire pour les rayons les moins déviables. Par suite, une mesure n'est possible qu'à partir du pont où les deux courbes paraissent se séparer. Le micromètre oculaire était étalonné par pointé sur une règle divisée. Les valeurs de la déviation électrique désignées dans les résultats (*voir* plus loin) par y_0 sont chaque fois les moyennes de dix mesures, qui diffèrent entre elles au maximum d'environ $0^{cm},005$.

7. **Théorie.** — Soit P (*fig.* 2) un point de la courbe photographique, Q sa projection sur la direction de la déviation magnétique (z), $z_0 = \overline{CQ}$ la déviation magnétique, $y_0 = \overline{PQ}$ la déviation électrique. A est la source du rayonnement, B le diaphragme, K un

Fig. 2.



des plateaux du condensateur. La direction des X est celle du faisceau non dévié. Nous considérons la projection de la trajectoire du rayon sur le plan des XZ. Soit q_x la projection de la vitesse sur ce plan, ρ le rayon de courbure de la projection de la trajectoire dans le champ magnétique H, considéré comme constant. On a

$$(2) \qquad \frac{q_x^2}{\rho} = \frac{\varepsilon}{\mu} q_x \mathrm{H} \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{\rho} = \frac{\varepsilon}{\mu q_x} \mathrm{H},$$

où ε représente la charge et μ la masse de l'électron.

Si de plus F est l'intensité du champ électrique, et si les plateaux du condensateur sont placés symétriquement à A et B, les rayons sortent alors de B en faisant avec le plan XZ l'angle α, dont la tangente s'évalue de la façon suivante : au point B on a

$$(3) \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{\varepsilon}{\mu} \mathrm{F} \frac{t}{2},$$

où t représente le temps pendant lequel la particule se trouvait dans le champ électrique. D'autre part

$$dt = \frac{ds}{q_x} \qquad \text{et} \qquad \frac{t}{2} = \frac{s_1}{q_x},$$

si s_1 est la projection du demi-chemin parcouru dans le champ élec-

trique; par suite

(4) $$\tang\alpha = \frac{dy}{ds} = \frac{\varepsilon F s_1}{\mu q_x^2}.$$

Soit s_2 la projection du chemin de B à Q, la déviation électrique est alors

(5) $$y_0 = \frac{\varepsilon F s_1 s_2}{\mu q_x^2}.$$

Entre ρ et la déviation magnétique z_0, on peut facilement, si x_1 et x_2 sont connus, établir la relation approchée

(6) $$\rho = \frac{z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2}{2 z_0} + \frac{x_1^2 z_0}{4(z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2)},$$

ou, comme $x_1 = 2^{\text{cm}},07$ et $x_2 = 2^{\text{cm}}$,

(7) $$\rho = \frac{z_0^2 + 8,15}{2 z_0} + \frac{4,29 z_0}{4(z_0^2 + 8,15)}.$$

De plus la hauteur des plateaux du condensateur est $h = 1^{\text{cm}},775$, donc

(8) $$\begin{cases} s_1 = \rho \arcsin \dfrac{1,775}{2\rho}, \\ s_2 = 2\rho \arcsin \dfrac{\sqrt{4 + z^2}}{2\rho}. \end{cases}$$

De (2) et (5) il résulte

(9) $$q_x = \frac{F s_1 s_2}{y_0 \rho H},$$

(10) $$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{v_x}{\rho H}.$$

Enfin, il est facile de voir que la vitesse réelle, qui est en B exactement la même qu'en A, et a pour valeur

(11) $$q = q_x\left(1 + \frac{1}{2}\frac{y_0^2}{s_2^2}\right),$$

peut cependant, par suite de la petitesse de $\frac{y_0}{s_2}$, être prise égale à $q = q_x$.

8 et 9. *Résultats.* — Le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ varie de $1,31.10^7$ à $0,63.10^7$ quand la vitesse q varie de $2,36.10^{10}$ à $2,83\ 10^{10}$. En calculant la masse apparente d'après une formule de Searle ([1]), l'auteur trouve que la masse apparente serait environ *le tiers* de la masse réelle.

Le lecteur est prié de se reporter au Mémoire suivant qui donne des résultats plus précis. (Note du traducteur.)

([1]) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIV, 1897, p. 340.

SUR LA MASSE ÉLECTROMAGNÉTIQUE
DES ÉLECTRONS,

PAR W. KAUFMANN.

Traduit de l'allemand par Henri BUISSON,

Göttinger Nachrichten, 1903, p. 90 à 103.

Introduction.

Dans quelques communications antérieures (1), j'ai montré que la variabilité de la *masse* des électrons, à mesure que la vitesse croît, se déduit de la déviation magnétique et électrique des rayons de Becquerel. Les recherches théoriques de Max Abraham (2), publiées après la fin de mon premier Mémoire, donnèrent la possibilité de résoudre exactement la question de savoir comment cette masse se compose de la masse *mécanique* et de la masse *électromagnétique,* dès que l'on posséderait des mesures suffisamment exactes, d'après la méthode déjà décrite antérieurement. C'est la raison pour laquelle je fis de nouvelles expériences, avec le but de pousser l'exactitude des mesures aussi loin que possible. Pour cela il était de première nécessité d'obtenir :

1° *Des courbes le plus possible déliées ;*

2° *Une déviation la plus grande possible.*

La première condition suppose une très petite source de rayons, donc un très petit granule de sel de radium. Cependant, comme la durée d'exposition ne doit pas être prolongée excessivement, il est nécessaire que l'activité soit la plus forte de toutes celles qu'on peut

(1) *Gött. Nachr.,* Hft. II, 1901, *Ibid.,* Hft. V, 1902 ; *Physik. Zeitschr.,* t. IV, 1902, p. 55. Désigné dans la suite par *L. c.* 1 ; *L. c.* 2 ; *L. c.* 3.

(2) *Gött. Nachr.,* Hft. I, 1902 ; *Ann. der Phys.,* 4e série, t. X, 1903, p. 105.

obtenir. Grâce à la grande amabilité de M. Curie, auquel j'exprime ici mes meilleurs remercîments, j'eus en ma possession environ 1^{mg} de *chlorure de radium pur*, dont la préparation a fait récemment l'objet d'une communication de M. Curie ([1]). Plus tard, après que la petite quantité du produit de M. Curie se fut perdue à la suite de différents petits accidents, j'utilisai un produit également supérieur qui était préparé sous la direction de M. Giesel, par la *Fabrique de quinine de Brunswick* et mis dans le commerce sous le nom de *bromure de radium pur*. Avec ces produits, en employant un grain de $0^{mm},2$ seulement de diamètre, et un diaphragme à peu près aussi grand, par une exposition de 20 heures seulement pour chaque branche de courbe, on réussit à obtenir des courbes d'une grande finesse et cependant d'une clarté suffisante. (*Voir* la figure.)

La seconde condition énoncée plus haut d'une déviation la plus grande possible était remplie sans difficulté pour la déviation magnétique; par contre l'établissement et le *maintien d'une complète constance* d'un champ électrique suffisamment intense exigeaient d'autres ressources que celles que j'avais eues jusque-là à ma disposition; par l'octroi d'une importante subvention de la part du Ministère royal de l'Instruction publique, il me fut possible d'acquérir une batterie à haute tension de 1600 accumulateurs, de sorte qu'en l'ajoutant à celle de 1008 éléments existant déjà à l'Institut, j'avais à ma disposition une tension constante d'environ 5200 volts. J'exprime encore ici ma plus fidèle reconnaissance à M. le directeur Althoff, à la bonne intervention duquel je suis redevable de cette ressource. Je dois aussi des remercîments à la Société royale des Sciences de Göttingue, qui me fournit le moyen d'acquérir une machine pneumatique à huile, ainsi que quelques instruments de mesure. En opposition à de nombreux dérangements causés par l'usage des machines pneumatiques à mercure automatiques, la pompe à huile travaille avec une sûreté presque absolue et la plus grande rapidité ([2]).

1. **Dispositif d'expérience.** — Il est dans l'essentiel le même qu'antérieurement (*L. c.* 1) en dehors des améliorations indiquées

(1) *Comptes rendus*, 1902.

(2) Une description de la pompe provenant de A. Pfeiffer, à Wetzlar, se trouve dans *Zeitschr. f. Unterr.*, t. XIV, 1901, p. 285. Je remarque que je peux vider avec la pompe un tube de Röntgen d'environ 3^{cm} d'étincelle. Pour l'expulsion des dernières traces d'air la marche de la pompe doit être menée le plus lentement possible (6 à 8 tours par minute).

dans ce qui précède. Naturellement le commutateur automatique pour la multiplication de l'intensité du champ électrique fut écarté. Le petit appareil de laiton contenant le radium et la plaque photographique était construit d'une façon un peu différente, pour faciliter le changement des plaques. Les deux plateaux du condensateur produisant le champ électrique à l'intérieur de l'appareil, étaient placés aussi proches l'un de l'autre qu'il était possible en considération du libre parcours des rayons déviés, c'est-à-dire à une distance d'environ 1^{mm}.

Le fragment de radium se trouvait au fond de l'appareil dans une petite cavité, fixé avec un peu de cire et recouvert d'une mince pellicule de collodion. Ce dernier fut nécessaire parce que le sel s'effleurit dans le vide, et tombe alors en poussière, de sorte qu'au lieu d'obtenir des courbes fines on en a qui sont bientôt larges et confuses, quand le sel n'est pas maintenu par la pellicule de collodion. D'ailleurs l'efflorescence était beaucoup plus forte avec le chlorure de radium de Curie qu'avec le bromure de Giesel. Enfin il faut mentionner que la plaque était protégée par une feuille d'aluminium contre les décharges éclairantes qui pouvaient jaillir entre les plateaux du condensateur. Après chaque expérience l'appareil était complètement démonté, et laissé ouvert quelques jours, afin que l'activité induite se dissipât, sans quoi les plaques seraient fortement voilées.

Pour l'excitation de l'électro-aimant on employait une batterie d'accumulateurs de 30 volts et de capacité suffisante pour pouvoir fournir un courant complètement constant pendant toute la durée d'exposition. Comme cette batterie servait naturellement à beaucoup d'autres usages dans l'Institut, je ne pouvais exécuter mes expériences que pendant les vacances ou du samedi au lundi; cela peut servir d'excuse à ce que le nombre d'expériences exécutées n'est pas considérable. En hiver l'obtention de la constance de la température de la chambre présenta aussi quelques difficultés; la variation de résistance de l'enroulement de l'électro-aimant sous l'action de la température causait de petites fluctuations du courant, de 1 à 2 pour 100. Le champ de l'électro-aimant fut évalué de la même manière qu'antérieurement (*L. c.* 1).

Pour la mesure des plaques, on employait un double micromètre avec deux vis mobiles à angle droit l'une de l'autre, au moyen desquelles on pouvait donner à la plaque un mouvement dans le sens de la déviation magnétique ou de la déviation électrique. Le micromètre était maintenu immobile sur une épaisse plaque de pierre, et les courbes

étaient observées et mesurées à l'aide d'un microscope monté sur cette même pierre, d'un faible grossissement (environ trois fois).

2. Causes d'erreur et limite de précision. — Comme cela a déjà été exposé (*L. c.* 2 et 3), le calcul du résultat fut fait de façon que les dimensions des appareils n'intervinssent directement que dans les termes de correction, de sorte que de petites erreurs commises dans leur évaluation n'influençassent pas essentiellement le résultat. Le calcul entier repose seulement sur la mesure relative des courbes obtenues; ce n'est que dans le calcul de la valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$, pour les rayons de Becquerel, qu'interviennent encore comme facteurs la valeur absolue de l'intensité du champ magnétique et aussi une grandeur dépendant des dimensions de l'appareil. Il suffit donc de discuter les causes d'erreur pouvant intervenir dans la mesure des plaques.

Cette mesure était faite de sorte que la vis qui se meut dans la direction de la déviation magnétique (vis z) se déplaçait successivement d'un tour ($= 0^{mm},5$) ou d'un demi-tour; la distance des deux branches de courbe, c'est-à-dire la double déviation, était alors mesurée par la vis y, d'un pas de $0^{mm},254$ et mobile, à cet effet, à angle droit. Par un décuple pointé, les écarts maxima diffèrent rarement de la moyenne de plus de 5 à 10 divisions du tambour, c'est-à-dire $0^{mm},013$ à $0^{mm},025$, la largeur des courbes étant d'environ $0^{mm},2$ et l'écart des deux branches variant de $0^{mm},8$ pour les rayons les moins déviables, jusqu'à environ 4^{mm} pour les rayons les plus déviables.

D'après cela, on devait espérer que, dans les parties centrales des courbes, l'écart de la valeur moyenne, avec la courbe théorique, ne pourrait être, en aucun cas, plus grand qu'environ 0,5 pour 100, si, toutefois, l'on veut considérer les résultats comme vérification de la théorie.

En réalité, les écarts sont considérablement plus grands qu'ils ne devraient être s'il n'y avait pour cause que les erreurs fortuites de pointé. La raison doit en être recherchée dans la nature de la méthode photographique : le pointé de la croisée des fils sur le milieu d'une courbe, dont les bords ne sont pas parfaitement nets, est un acte de jugement subjectif dans lequel chaque petite irrégularité de la plaque a une grande importance. Une petite région plus claire ou plus sombre de la plaque, provenant d'une faute de fabrication ou de développement, influence le jugement d'une façon parfaitement dé-

terminée, de sorte que l'erreur qui en résulte ne peut pas être complètement éliminée par la multiplication des pointés séparés. La fortuité de ces écarts, qui s'élèvent jusqu'à environ 4 pour 100, se déduit cependant sans aucun doute de leur répartition complètement irrégulière et tout à fait différente d'une plaque à une autre. Avec quelque habitude, on peut prévoir directement pour chaque plaque, par son examen, si l'on doit ou non s'attendre à de plus grands écarts de la nature qui vient d'être décrite. Moins une plaque présente de taches visibles et de différences d'intensité, plus les écarts seront faibles. C'est uniquement pour les rayons les moins déviables que les écarts prennent un caractère notablement systématique.

En effet, si l'on calcule les constantes des courbes d'après les points mesurés sans supprimer les deux les plus intérieurs, il en résulte alors, pour le point le plus intérieur, une valeur de la vitesse qui, presque toujours, surpasse un peu, d'environ 4 pour 100, la vitesse de la lumière, ce qui, d'après la théorie, n'est pas possible (*voir*, par exemple, Tableaux I, IV et V). Je crois que la raison en est dans une erreur systématique qui a sa base dans l'intensité déjà extrêmement faible des extrémités intérieures de la courbe; le pointé sur ces points est, en conséquence, déjà passablement difficile, et l'on pointe involontairement dans le prolongement de la branche de courbe voisine plus fortement déviée, c'est-à-dire plus loin vers l'intérieur, d'où résulte une erreur du sens indiqué.

Pour cette raison, les deux points les plus intérieurs ne sont jamais utilisés pour le calcul des constantes, d'autant plus que le très rapide accroissement de la *masse*, quand la vitesse se rapproche beaucoup de celle de la lumière, introduit de très grosses erreurs dans les valeurs de la masse, même avec des fautes de quelques centièmes seulement dans les déviations (*voir* les remarques au Tableau II) ([1]).

3. **Mode de calcul.** — Les déviations magnétiques directement mesurées ne sont pas complètement proportionnelles aux déviabilités; pour la déviabilité magnétique, il intervient plutôt le rayon de courbure de la projection de la trajectoire sur un plan mené perpendiculairement à la direction du champ magnétique, et les déviations électriques doivent être corrigées d'après la longueur du chemin modifiée par la déviation magnétique simultanée.

([1]) *Voir* aussi le travail de C. Runge, *Göttinger Nachrichten*, 1903, Heft. 5, p. 1, qui utilise aussi les points les plus intérieurs.

Si l'on écrit les équations (6) (*L. c.* 1) de la façon suivante (la signification des lettres est la même que dans le Mémoire précédent) :

$$\rho = \frac{x_2^2 + x_1 x_2}{2 z_0} + \frac{z_0}{2}\left[1 + \frac{x_1^2}{2(z_2^2 + x_2^2 + x_1 x_2)}\right], \tag{1}$$

et, si l'on pose

$$z' = \frac{x_2^2 + x_1 x_2}{2\rho}, \tag{2}$$

z' représente une valeur peu différente de z qui, dans la suite, sera désignée comme *déviation magnétique réduite*. De façon toute semblable, on obtient une *déviation électrique réduite* en relation avec l'équation (8) (*L. c.* 1). En effet, en considérant, avec une approximation suffisante pour les corrections, le champ électrique comme homogène dans tout l'intervalle des deux plateaux du condensateur, et s'annulant en dehors d'eux, la valeur limite de $s_1 s_2$, pour des déviations infiniment petites, est alors égale à $\frac{h x_2}{2}$, et la déviation électrique réduite peut s'écrire

$$y' = y_0 \frac{h x_2}{2 s_1 s_2}. \tag{3}$$

On trouve ensuite pour la vitesse suivant l'équation (9), en négligeant la correction d'après l'équation (11) (*L. c.* 1)

$$q = \frac{z' h x_2 \mathrm{F}}{y'(x_2^2 + x_1 x_2)\mathrm{H}}. \tag{4}$$

Finalement on a d'après (10) (*L. c.* 1)

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{z_2'^2\, 2 x_2 h \mathrm{F}}{y'(x_2^2 + x_1 x_2)^2 \mathrm{H}^2}. \tag{5}$$

Une mesure de l'appareil donna

$$x_2 = 2{,}05, \qquad x_1 = 2{,}024, \qquad h = 1{,}70.$$

Il en résulte

$$z' = \frac{4{,}176}{\rho}, \tag{6}$$

$$y' = y_0 \frac{1{,}743}{s_1 s_2}, \tag{7}$$

et

$$q = 0,4175 \frac{z' F}{y' H}, \tag{8}$$

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 0,100 \frac{z'^2 F}{y' H^2}. \tag{9}$$

Il serait maintenant peu rationnel, comme cela a déjà été exposé (*L. c.* 2), de vouloir employer directement les équations (8) et (9) à l'épreuve de la théorie. Les petites erreurs des valeurs absolues de F et H, l'impossibilité d'évaluer exactement la forme réelle du champ électrique, causeraient des écarts excessifs, surtout au voisinage immédiat de la vitesse de la lumière.

Il est beaucoup plus rationnel de comparer l'équation de la courbe photographiée à celle qui est exigée par la théorie, en évaluant empiriquement les constantes de la courbe mesurée. La concordance de la forme observée avec la forme théorique a-t-elle lieu, on peut comparer finalement les constantes tirées de la courbe avec celles qui résultent des dimensions de l'appareil.

Soit c la vitesse de la lumière, $\beta = \frac{q}{c}$ et, d'après M. Abraham (*L. c.*),

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{\varepsilon}{\mu_0} \frac{4}{3} \frac{1}{\psi(\beta)},$$

où $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ est la valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ pour de très faibles vitesses, et

$$\psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right).$$

On tire alors de (8) et (9)

$$\beta = K_1 \frac{z'}{y'}, \tag{11}$$

$$\psi(\beta) = K_2 \frac{y'}{z'^2}, \tag{12}$$

et pour l'équation de la courbe réduite

$$\frac{z'^2}{y'} = \frac{K_2}{\psi\left(K_1 \frac{z'}{y'}\right)}, \tag{13}$$

où K_1 et K_2 sont deux constantes qui sont évaluées par la méthode des moindres carrés d'après les points observés de la courbe.

La valeur des constantes, d'après les dimensions de l'appareil, est

$$K_1 = \frac{0,4175\,F}{Hc}, \tag{14}$$

$$K_2 = \frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\frac{5,57\,H}{K_1 c}. \tag{15}$$

On a des résultats plus précis que par la comparaison des valeurs des constantes tirées de (13) avec celles obtenues d'après (14) et (15), en calculant

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = \frac{K_1 K_2\, 3.3.10^{10}}{H\, 4.4,176} \tag{16}$$

ou

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = \frac{K_1 K_2\, 539.10^{7}}{H}.$$

Cette relation ne contient encore, comme grandeurs à mesurer de façon absolue, que celles qui se rapportent à la forme de la déviation magnétique et à l'intensité du champ magnétique, lequel est presque complètement homogène (*voir* plus loin). J'ai déjà montré antérieurement (*L. c.* 2) que les valeurs absolues des constantes ne s'écartent que de quelques centièmes de celles qui sont tirées des dimensions de l'appareil et de l'intensité du champ électrique.

La valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ qui se déduit de l'équation (16) peut être directement comparée à celle qui a été trouvée dans les mesures sur les rayons cathodiques.

Dans l'application de la méthode des moindres carrés à l'équation (13), il se présente une difficulté particulière. Pour une équation transcendante comme l'équation (13), on détermine le plus souvent les constantes de telle façon qu'on en obtient d'abord des valeurs approchées, et ensuite, pour les corrections qui subsistent, on établit des équations linéaires par le développement suivant la série de Taylor, limité au premier terme (*voir* KOHLRAUSCH, *Lb. d. pr. Phys.*, p. 15).

Si l'on veut maintenant appliquer ce procédé aux observations actuelles, il arrive, par suite de l'accroissement extrêmement rapide de $\psi(\beta)$ pour les points les moins déviés, pour lesquels β est presque égal à 1, que l'arrêt de la série après le premier terme conduit à des résultats entièrement faux, à moins que les valeurs approchées obtenues précédemment par essai ne soient déjà extraordinairement

exactes, si exactes que la correction qui est encore à obtenir n'entre absolument plus en considération.

Pour cette raison je choisis le procédé suivant : Ayant une série de valeurs de K_1 peu différentes les unes des autres, et s'approchant déjà beaucoup de la valeur exacte, on calcula $\psi\left(K_1 \frac{z'}{y'}\right)$ pour tous les points de la courbe, et l'on multiplia les valeurs trouvées par $\frac{z'^2}{y'}$. Les produits, d'après l'équation (13), doivent être égaux à K_2.

On fit la moyenne des valeurs ainsi trouvées, $\overline{K_2}$, et l'on forma la somme $\sum(K_2 - \overline{K_2})^2$. Des différents couples de valeurs de K_1 et K_2 le plus probable est celui pour lequel la somme ainsi formée est minimum.

4. **Résultats.** — Je donne dans ce qui suit quelques résultats de mesure. Il faut d'ailleurs remarquer, relativement au calcul de $\psi(\beta)$, qu'il fut fait une fois pour toutes pour une série de valeurs de β convenablement choisies et qu'ensuite $\psi(\beta)$ fut évalué pour les valeurs de β intermédiaires par interpolation graphique. De même, pour les valeurs de z' contenues dans tous les Tableaux, $s_1 s_2$ fut tiré d'un Tableau auxiliaire calculé préalablement.

a. Plaque n° 15. — La méthode exposée plus haut pour la détermination des constantes donna

TABLEAU I.

K_1.	$\overline{K_2}$.	$\Sigma(K_2 - \overline{K_2})^2$.
0,274	2,42	0,0155
0,272	2,38	0,0078
0,2705	2,36	0,0051
0,270	2,35	0,0054
0,268	2,32	0,0099

Les valeurs les plus probables des constantes sont donc

$$K_1 = 0,2705, \qquad K_2 = 2,36.$$

La détermination est certaine à environ 0,3 pour 100, comme on le voit dans le Tableau I. Le Tableau suivant montre le calcul des courbes avec ces deux constantes.

TABLEAU II.

z_0.	y_0.	z'.	y'.	β.	$\psi(\beta)$.	$\psi(\beta)\frac{z'^2}{y'}$.	δ.
0,15	0,0389	0,1495	0,0388	1,04	»	»	»
0.20	0,0550	0,199	0,0548	0,982	3,86	(2,79)	»
0,25	0,0720	0,2475	0,0716	0,935	2,75	2,355	−0,005
0,30	0,0904	0,296	0,0896	0,893	2,38	2,325	−0,035
0,35	0,1094	0,3435	0,1080	0,860	2,195	2,40	+0,04
0,40	0,1312	0,391	0,1290	0,820	2,02	2,39	+0,03
0,45	0,1560	0,437	0,1524	0,776	1,885	2,365	+0,005
0,50	0,1841	0,4825	0,1788	0,730	1,78	2,325	−0,035
0,55	0,2107	0,5265	0,2033	0,701	1,725	2,35	−0,01
				Moyenne...........		2,36	

Les écarts des nombres de la dernière colonne du Tableau avec la moyenne s'élèvent au maximum à environ 1,7 pour 100, si l'on fait abstraction de la valeur de la deuxième ligne qui ne fut pas non plus prise en considération dans le calcul de la moyenne. Ce procédé se justifie par la circonstance déjà mentionnée plusieurs fois que, pour les déviations les plus petites, c'est-à-dire pour β à peu près égal à 1, une erreur très minime dans l'évaluation de y' cause une très grande erreur dans $\psi(\beta)$. En effet, on obtiendrait pour $\psi(\beta)\frac{z'^2}{y'}$ dans la deuxième ligne, la valeur 2,36 si y_0 était égal à 0,557, c'est-à-dire était de 1,6 pour 100 plus grand que la valeur observée. Même chose a lieu pour la première ligne, où en portant y' à la valeur 0,041, c'est-à-dire par un accroissement de $0^{cm},002$, tout proche de la limite d'erreur, on obtient déjà une valeur approximativement exacte pour K_2 (β se déduit alors égal à 0,987).

b. Plaque n° **19**. — L'évaluation des constantes donna

$$K_1 = 0,257, \qquad K_2 = 2,561.$$

TABLEAU III.

z_0.	y_0.	z'.	y'.	β.	$\psi(\beta)$.	$\psi(\beta)\frac{z'^2}{y'}$.	δ.
0,15	0,04055	0,1495	0,04045	0,951	3,00	(1,66)	»
0,20	0,0531	0,199	0,0529	0,967	3,32	(2,49)	»
0,25	0,0682	0,247	0,0678	0,938	2,79	2,525	−0,036
0,30	0,0842	0,296	0,0834	0,912	2,52	2,645	+0,084
0,35	0,1032	0,3435	0,1019	0,865	2,22	2,57	+0,009
0,40	0,1240	0,391	0,1219	0,825	2,04	2,56	−0,001
0,45	0,1460	0,437	0,1429	0,787	1,915	2,565	+0,004
0,50	0,1710	0,4825	0,1660	0,747	1,82	2,55	−0,011
0,55	0,1985	0,5265	0,1916	0,707	1,74	2,515	−0,046

c. Plaque n° 18 :

$K_1 = 0,276, \quad K_2 = 2,61.$

TABLEAU IV.

z_0.	y_0.	z'.	y'.	β.	ψ(β).	$\psi(\beta)\frac{z'^2}{y'}$.	δ.
0,150	0,0398	0,1495	0,0397	1,04	»	»	»
0,175	0,0483	0,1744	0,0482	0,999	»	»	»
0,200	0,0566	0,199	0,0564	0,975	3,56	2,49	»
0,225	0,0637	0,223	0,0634	0,971	3,43	2,96	+0,08
0,250	0,0729	0,2475	0,0725	0,944	2,875	2,43	—0,18
0,275	0,0807	0,272	0,0801	0,937	2,775	2,565	—0,045
0,300	0,0888	0,296	0,0880	0,929	2,68	2,67	+0,06
0,325	0,0976	0,320	0,0965	0,915	2,55	2,71	+0,10
0,350	0,1087	0,3435	0,1073	0,883	2,31	2,54	—0,07
0,375	0,1184	0,367	0,1166	0,868	2,235	2,59	—0,02
0,400	0,1305	0,391	0,1283	0,842	2,11	2,73	+0,12
0,475	0,1620	0,460	0,1579	0,803	1,965	2,64	+0,03
0,500	0,1770	0,4825	0,1719	0,775	1,88	2,55	—0,06
0,525	0,1885	0,505	0,1825	0,765	1,86	2,60	—0,01

d. Plaque n° 24 :

$K_1 = 0,236, \quad K_2 = 2,707.$

TABLEAU V.

z_0.	y_0.	z'.	y'.	β.	ψ(β).	$\psi(\beta)\frac{z'^2}{y'}$.	δ.
0,150	0,04100	0,1495	0,0340	(1,04)	»	»	»
0,20	0,04895	0,199	0,04875	0,965	3,27	2,65	—0,057
0,25	0,0627	0,2475	0,0623	0,937	2,77	2,72	+0,018
0,30	0,0780	0,296	0,0773	0,904	2,45	2,765	+0,058
0,35	0,0959	0,3435	0,0947	0,856	2,18	2,72	+0,013
0,40	0,1151	0,391	0,1131	0,816	2,01	2,72	+0,013
0,45	0,1372	0,437	0,1340	0,769	1,87	2,665	—0,042

D'autres recherches ne purent pas être poursuivies, car je dus finir le travail pour cause de départ de Göttingue; néanmoins le résultat expérimental de la publication antérieure (*L. c.* 3) peut aussi être utilisé comme comparaison. Le résultat peut bien s'exprimer de la façon suivante : *la forme de la courbe est représentée avec une précision suffisante par la formule d'Abraham.*

5. Détermination de la forme du champ magnétique. — Avant d'arriver au calcul de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ il faut encore discuter la question de la forme du champ magnétique.

Dans les considérations intervenues jusqu'ici, le champ était regardé comme homogène, alors qu'en réalité il ne l'est pas; mais les écarts sont faibles. On doit donc introduire dans le calcul une valeur moyenne du champ, non pas une valeur moyenne arithmétique, mais une valeur moyenne « effective », qui est définie par cette condition qu'elle cause la même déviation que le champ réel. Pour les déviations petites par rapport au chemin des rayons, on peut calculer tout de suite cette valeur moyenne effective: pour de plus grandes déviations elle intervient dans les termes de correction au calcul des déviations réduites (*voir* plus haut), en quantité dépendant de la déviation elle-même. On peut cependant négliger sans hésitation l'influence de la non homogénéité sur la réduction et employer la valeur effective calculée pour les très petites déviations, tant que cette valeur effective ne diffère que peu de la valeur moyenne arithmétique; c'est le cas des recherches actuelles (*voir* plus loin).

La mesure du champ se fit par la méthode indiquée (*L. c.* 1). La bobine mobile avait un diamètre de 1^{cm} et pouvait être placée en différents points du champ par déplacement du tube de laiton qui l'enveloppait. Pour l'évaluation absolue des constantes de la bobine, on employait deux grandes spires, disposées à la façon de la boussole de Helmholtz-Gaugain. En prenant pour unité l'intensité du champ au milieu, on trouva à la distance x (en centimètres) vers le haut ou le bas :

x.	H.
0	1,00
1	0,99
2	0,925
3	0,805

L'appareil était ainsi orienté que le parcours du rayon, d'à peu près 4^{cm}, s'étendait de $x = -2$ jusqu'à $x = +2$. Soit $x_0 = x_1 + x_2$ la longueur totale du parcours du rayon, la valeur moyenne effective du champ est donnée par l'équation

$$(17)\qquad H_0 = \frac{2}{x_0^2 - x_1 x_2}\left(\int_0^{x_0}\int_0^{x} H\,dx\,dx - \frac{x_0}{x_1}\int_0^{x_1}\int_0^{x} H\,dx\,dx\right).$$

L'évaluation de l'intégrale donne, en désignant par H' l'intensité du champ pour $x = 0$,

$$(18)\qquad H_0 = 0{,}993\,H'.$$

Par contre, la moyenne arithmétique s'élève à

$$(19) \qquad \frac{1}{x_0}\int_0^{x_0} \mathrm{H}\, dx = 0{,}982\ \mathrm{H}'.$$

Elle est ainsi très peu différente de la moyenne effective, comme on l'a déjà dit.

Il en résulte de plus que de petits déplacements de tout l'appareil dans la direction des x ne modifient que peu H_0; par exemple, si l'appareil est placé $0^{\mathrm{cm}},5$ plus haut qu'il est dit antérieurement,

$$\mathrm{H}_0 = 0{,}989\,\mathrm{H}',$$

et, s'il est $0^{\mathrm{cm}},5$ plus bas,

$$\mathrm{H}_0 = 0{,}988\,\mathrm{H}'.$$

Si dans l'équation (16) on remplace H par H_0, on peut alors calculer $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ en utilisant les valeurs de K_1 et K_2 données dans les Tableaux rapportés ci-dessus.

6. **Évaluation de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$.** — Dans le Tableau suivant figurent les valeurs de $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$, en même temps que le carré de l'erreur moyenne (calculé d'après les nombres de la dernière colonne des Tableaux I-V) et le poids $p = 10^{-4}/f^2$.

TABLEAU VI.

Numéro des plaques.	K_1.	K_2.	H_0.	$\frac{\varepsilon}{\mu_0}\cdot 10^7$.	f^2.	p.
15..	0,2705	2,36	200	1,721	0,0001	1,0
19..	0,257	2,561	200	1,775	0,00025	0,4
18..	0,276	2,610	200	1,941	0,0007	0,14
24.....	0,236	2,707	199	1,730	0,0003	0,33

La moyenne totale, en tenant compte du poids, s'élève à

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1{,}75.10^7.$$

Pour les rayons cathodiques S. Simon [1] a trouvé

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}865.10^7,$$

---

[1] S. SIMON, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 589.

avec un potentiel moyen de décharge de 7500 volts; d'où résulte, pour des rayons infiniment lents,

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1{,}885 \, . \, 10^7.$$

La différence entre la valeur extrapolée des rayons de Becquerel et celle des rayons cathodiques s'élève à environ 7 pour 100, écart qu'on peut bien attribuer aux erreurs d'observation. Il faut encore remarquer que le calcul du poids basé uniquement sur l'erreur moyenne n'est pas tout à fait sans objections. L'influence déjà mentionnée de la qualité des plaques sur la précision devrait faire donner le plus fort poids à celles des plaques qui sont les meilleures au point de vue photographique; l'impossibilité de procéder en cela d'une façon suffisamment indépendante de la volonté m'en a détourné. Il faut cependant remarquer que précisément les plaques 19 et 18 qui montrent une image de beaucoup la plus claire et la plus parfaite donnent aussi pour $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ des valeurs qui s'approchent de celle des rayons cathodiques jusqu'à environ 6 et 3 pour 100 (la figure 12 de la Planche II est copiée d'après la plaque 18, sans néanmoins approcher tant soit peu de la netteté de la plaque).

Nous pouvons ainsi résumer le résultat de ce travail : *non seulement les rayons de Becquerel, mais aussi les rayons cathodiques, sont formés d'électrons*, DONT LA MASSE EST DE NATURE PUREMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Göttingen, mars 1903.

Addition de l'Auteur (février 1905).

M. RUNGE *a fait un calcul plus exact et a obtenu des nombres peu différents. La valeur moyenne pour* $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ *devient*

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1{,}775 \, . \, 10^7 \pm 0{,}059 \, . \, 10^7.$$

L'auteur a l'intention de poursuivre les recherches dans le but d'atteindre une précision d'environ 0,5 *à* 1 *pour* 100 *pour les valeurs absolues et de pouvoir juger ainsi entre les théories de M.* MAX ABRAHAM *admettant l'électron rigide et de M.* H.-A. LORENTZ *admettant l'électron déformable comme un ellipsoïde d'*Heaviside.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ PRODUITE DANS L'AIR

PAR LES CHOCS DES IONS NÉGATIFS,

PAR P.-J. KIRKBY.

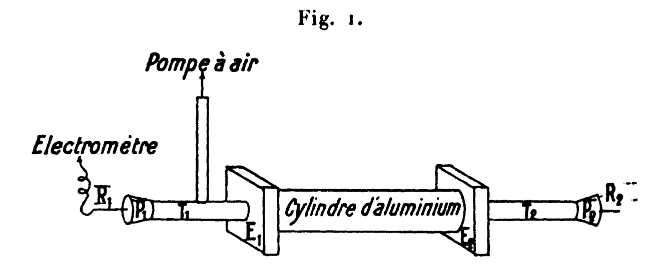
Analysé par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. III, 1902, p. 212 à 225.

M. Kirkby met en évidence la différence énorme qui existe entre les ions positifs et les ions négatifs, au point de vue de l'ionisation par les chocs, à l'aide de l'appareil suivant (*fig.* 1) :

Suivant l'axe d'un tube d'aluminium de 41^{mm},5 de diamètre intérieur, est tendu un fil de cuivre de 0^{mm},206 de diamètre. A ses extrémités, le tube est mastiqué dans deux pièces d'ébonite E_1, E_2. Deux

Fig. 1.



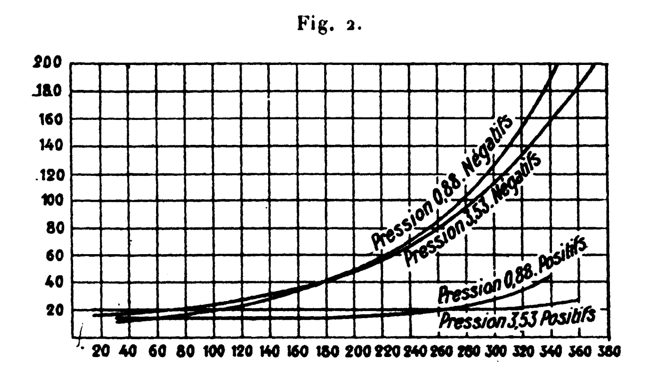
tubes de laiton T_1, T_2 prolongent le tube d'aluminium et portent les bouchons d'ébonite P_1, P_2 entre lesquels le fil est tendu. Ces tubes T_1 et T_2, reliés au sol, suppriment toute fuite entre le tube d'aluminium chargé à potentiel relativement élevé (37 à 370 volts) et le fil de cuivre relié à l'électromètre. L'air contenu dans l'appareil est amené à la pression voulue et ionisé par les rayons Röntgen.

Lorsque le cylindre d'aluminium est chargé négativement, le courant varie considérablement avec l'intensité du champ électrique : dans certains cas, pour un champ dix fois plus intense, le courant devient vingt et même trente fois plus grand. Si, au contraire, le

cylindre d'aluminium est positif, le courant reste sensiblement de même ordre de grandeur quand le champ augmente (*fig.* 2).

La région de champ intense où de nouveaux ions se produisent par chocs est localisée au voisinage du fil (le champ est, tout près du fil, cinquante fois plus intense qu'à une distance de 5^{mm}). Si le cylindre extérieur est chargé négativement, tous les ions négatifs produits

Fig. 2.



dans le gaz traversent cette région de champ intense et par suite en libèrent de nouveaux. Si le champ est inversé, seuls les ions négatifs produits dans un cylindre de petite dimension agiront. L'inverse a lieu pour les ions positifs.

Ces expériences conduisent à penser que les ions négatifs, qui se déplacent avec une vitesse convenable, peuvent dissocier les molécules par choc et que les ions positifs ne semblent pas avoir la même action.

Cependant, la décharge disruptive paraît se produire plus tôt quand le cylindre d'aluminium est positif que lorsqu'il est négatif, ce qui semble indiquer que, lorsque $\frac{X}{p}$ [1] atteint une certaine valeur, les ions positifs peuvent, dans certaines conditions, produire d'autres ions par collision. Cette hypothèse pourrait rendre compte de tous les faits, y compris la décharge disruptive. D'autres expériences seront entreprises pour éclaircir ce point.

---

[1] Voir les premiers Mémoires de M. Townsend sur l'ionisation par les chocs des ions négatifs.

EXTRAITS DE DIVERSES NOTES

PRÉSENTÉES A L'ACADÉMIE DES SCIENCES

PAR PAUL LANGEVIN.

RECHERCHES SUR LES GAZ IONISÉS.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXIV, 1902, p. 414.

I. Je me propose de donner d'abord quelques indications théoriques au sujet des méthodes qui m'ont permis d'apporter de nouvelles confirmations expérimentales à la théorie de l'ionisation des gaz.

Des travaux importants, principalement ceux des physiciens de l'école du Professeur J.-J. Thomson, ont montré que l'on représente très bien tous les faits relatifs à la conductibilité électrique acquise par les gaz sous l'action des radiations nouvelles, en admettant que la radiation produit dans le gaz des nombres égaux de centres chargés, les uns positivement, les autres négativement. Ces centres possèdent chacun une charge égale en valeur absolue à celle que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, et s'entourent par attraction électrostatique, si la pression du gaz est suffisante, d'un cortège de molécules électriquement neutres.

Les agglomérations ainsi constituées, que l'on nomme des *ions*, se meuvent en tous sens comme les molécules du gaz, et leur déplacement d'ensemble est nul en l'absence d'un champ électrique, en réservant ce qui est dû à la diffusion. Si l'on crée un champ H, ce déplacement s'effectue avec une vitesse $k_1 H$ dans le sens des lignes de force pour les ions positifs, et $k_2 H$ en sens inverse pour les ions négatifs.

Les coefficients k_1 et k_2, auxquels nous donnerons le nom de *mobilités*, sont généralement différents.

Si la pression ne descend pas au-dessous de quelques millimètres de mercure, le déplacement des ions sous l'action du champ se produit sans que leurs chocs contre les molécules du gaz créent de nouveaux centres chargés; mais les ions positifs et négatifs peuvent se recombiner au moment de leurs collisions.

Il est naturel d'admettre avec J.-J. Thomson, pour cette recombinaison, une loi analogue à la loi d'action de masse de Guldberg et Waage : la quantité d'électricité recombinée par unité de volume et par unité de temps est proportionnelle au produit des densités en volume p et n des charges portées par les ions positifs et négatifs

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = -\alpha p n,$$

α étant le *coefficient de recombinaison*. Je préciserai plus loin la signification de cette loi.

II. Dans cette théorie, les quantités k_1, k_2 et α doivent être des constantes pour un gaz donné, dans des conditions données de température et de pression. Il en est de même du rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}.$$

Or, la méthode suivante m'a permis une mesure expérimentale directe et précise de ce rapport ε, et m'a fourni des valeurs effectivement constantes dans des conditions d'expérience très variées.

Entre une lame métallique AB munie d'un anneau de garde et une lame parallèle CD en aluminium, on établit dans le gaz un champ H qui nécessite sur chacune des lames une densité superficielle

$$\sigma = \frac{H}{4\pi}.$$

Les rayons de Röntgen provenant d'une *seule décharge* d'une bobine dans un tube de Crookes traversent la lame CD et, en un temps très court, libèrent dans le gaz, par unité de surface des lames, des quantités d'électricité positive et négative égales à Q_0. Ces charges vont se mouvoir en sens inverses dans le champ, les ions d'un signe filtrant en quelque sorte au travers des ions de signe contraire. Une recombinaison partielle aura lieu, d'autant plus importante que le champ sera plus faible, c'est-à-dire que la durée de la filtration sera

plus grande. La lame AB recueillera donc, par unité de surface, une quantité Q, inférieure à Q_0 et tendant vers cette valeur à mesure que le champ augmente.

La théorie montre que, si Q_0 est assez faible pour que la présence des charges dans le gaz ne modifie pas sensiblement le champ H, la quantité recombinée *ne dépend pas de la répartition initiale de l'ionisation* entre les lames, et l'on a

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon Q_0} \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right),$$

ε se déduira de la mesure des rapports $\frac{Q}{Q_0}$ et $\frac{\sigma}{Q_0}$. J'indiquerai ultérieurement comment j'ai pu réaliser cette méthode de mesure.

III. En dehors de la confirmation résultant de la constance du rapport ε, j'ai pu en obtenir une autre en déduisant de la théorie des ions une signification importante de ce rapport.

J'ai calculé dans ce but le nombre des collisions entre les ions positifs et négatifs : il est naturel d'admettre qu'elles sont dues exclusivement, en l'absence de poussières, à l'attraction des charges opposées. En effet, la distance moyenne des ions est toujours très grande par rapport à celle des molécules du gaz (au moins 10000 fois plus grande aux pressions ordinaires) et, s'ils ne s'attiraient pas, leurs collisions seraient plus de 10^9 fois moins nombreuses qu'elles ne sont réellement.

Il en résulte aussi que deux ions de signes contraires, même très rapprochés par rapport à leur distance moyenne, se meuvent sous l'influence de leur attraction avec la même *mobilité* que dans le champ H. Si P et N sont les nombres d'ions positifs et négatifs par unité de volume, *e* la charge de chaque ion, on obtient facilement pour le nombre de collisions par unité de volume pendant le temps *dt*

$$4\pi(k_1 + k_2)\,\mathrm{PN}\,e\,dt.$$

Si *chaque collision était suivie d'une recombinaison,* on aurait, pour la quantité recombinée,

$$4\pi(k_1 + k_2)\,\mathrm{PN}\,e^2\,dt = 4\pi(k_1 + k_2)\,pn\,dt,$$

d'où

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(k_1 + k_2)\,pn.$$

Le rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$$

représente donc le *rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre des ions de signes contraires.* Il doit, *si la théorie est exacte, rester toujours inférieur à l'unité et s'en rapprocher vraisemblablement d'autant plus que la mobilité des ions est plus faible.*

L'expérience confirme ces prévisions.

J'ai réalisé également une méthode nouvelle de détermination des mobilités k_1 et k_2 dans des limites de pression très étendues et pour différents gaz. La connaissance de ε permet d'en déduire la valeur absolue du coefficient α.

SUR LA RECOMBINAISON DES IONS DANS LES GAZ.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXIV, 1902, p. 533.

I. Dans une Note antérieure [1] j'ai donné le principe de la méthode qui m'a permis de mesurer directement le rapport

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)},$$

où α représente le *coefficient de recombinaison* des ions positifs et négatifs, k_1 et k_2 les *mobilités* de ces ions dans un champ électrique. J'ai également indiqué que ε représente le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre des ions de signes contraires, et doit par suite rester toujours inférieur à l'unité. La méthode expérimentale consiste à créer un champ uniforme dans le gaz compris entre deux lames métalliques parallèles et à déterminer : 1° la quantité d'électricité σ induite sur l'une de ces lames au moment de la création du champ; 2° la quantité d'électricité Q recueillie par cette lame après le passage dans le gaz des rayons de Röntgen provenant d'une *seule décharge* dans un tube de Crookes; 3° la quantité d'électricité Q_0 libérée dans le gaz par la radiation et que l'on recueillerait dans un champ infini : la différence entre Q et Q_0 étant due à la recombinaison des ions.

---

[1] *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 17 février 1902.

La théorie indique entre ces quantités la relation suivante, *indépendante de la répartition initiale de l'ionisation* dans le gaz,

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right) \tag{1}$$

La quantité Q_0 ne pouvant être obtenue directement, j'ai mesuré les quantités Q et Q′ recueillies dans deux champs différents produits par les charges σ et $\sigma' = m\sigma$. La valeur de ε résulte de l'élimination de x entre les équations

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = \log(1 + x), \qquad \frac{\varepsilon Q'}{\sigma'} = \log\left(1 + \frac{x}{m}\right).$$

Un procédé graphique simple permet d'effectuer rapidement cette opération. Les quantités Q, Q′, σ, σ' figurant par leurs rapports, aucune mesure absolue n'est nécessaire.

La relation (1) suppose la quantité Q_0 assez petite par rapport à σ pour que la présence des ions dans le gaz ne modifie pas sensiblement le champ. Un calcul tenant compte de cette modification donne, pour l'erreur relative qui en résulte sur la mesure de ε, une valeur inférieure à $\frac{Q_0}{24\sigma}$ dans le cas d'une répartition initiale uniforme. La correction reste donc inférieure au centième tant que Q_0 ne dépasse pas $\frac{\sigma}{4}$.

II. Les quantités Q_0 libérées par deux décharges consécutives dans un tube de Crookes n'étant jamais identiques, même après qu'on a supprimé complètement, ainsi que j'ai réussi à le faire, l'étincelle de rupture du primaire de la bobine, j'ai dû mesurer sur une *même décharge* les quantités Q et Q′, ou plutôt Q et Q′ — Q, car l'erreur relative sur ε est sensiblement l'erreur relative sur Q′ — Q, et il importait de mesurer directement cette quantité par une méthode différentielle.

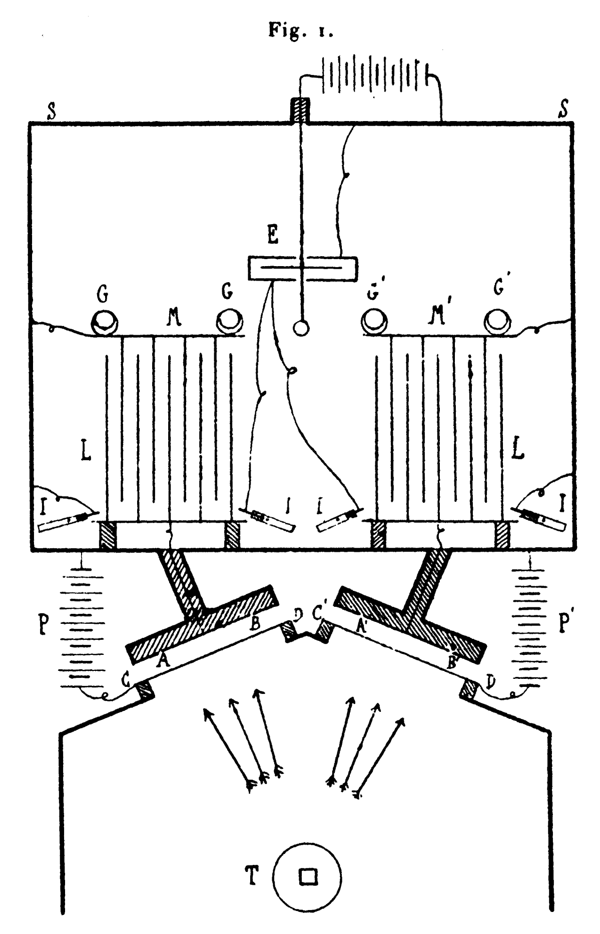
Enfin, la différence Q′ — Q étant toujours petite par rapport à Q (inférieure au dixième) et plus encore par rapport à σ, il m'a fallu augmenter la sensibilité en passant de la mesure de Q et σ à celle de Q′ — Q.

III. Ces conditions sont réalisées par la disposition suivante :

Deux appareils ABCD, A′B′C′D′ (*fig.* 1) reçoivent simultanément les rayons de Röntgen provenant du tube de Crookes T. Les lames métalliques AB, A′B′, entourées d'anneaux de garde, peuvent être reliées à l'électromètre E par l'intermédiaire de condensateurs à capacité variable LM, L′M′ destinés à faire varier la sensibilité.

Chacun de ces condensateurs est constitué par un système de lames parallèles L soigneusement isolé, dans lequel peut venir s'emboîter, sans le toucher, un système semblable M relié à l'enceinte métallique générale S, et mobile perpendiculairement au plan de la figure sur

Fig. 1.



deux glissières GG. On peut, de l'extérieur, éloigner ou rapprocher les systèmes L et M, *ouvrir* ou *fermer* les condensateurs. Les systèmes L et L′ peuvent, au moyen de leviers I manœuvrés à distance, être reliés à l'enceinte ou à l'une des paires de quadrants de l'électromètre.

On règle d'abord la position du tube C de manière à obtenir des quantités libérées Q_0 identiques dans les deux appareils : les champs en ABCD, A′B′C′D′ créés par les batteries P et P′ étant égaux et de sens inverses, et l'électromètre étant relié à L et L′, le passage de la

décharge ne doit produire aucune déviation. Les deux lames AB et A′B′ recueillent alors des quantités égales et de signes contraires Q′.

Le champ restant fixe dans A′B′C′D′, on le diminue dans ABCD.

a. Les deux condensateurs LM, L′M′ sont *fermés;* L est relié à l'électromètre, L′ est isolé. On fait passer la décharge : l'élongation de l'électromètre est proportionnelle à Q.

b. Cette élongation lue, on met l'électromètre en communication avec L′ et l'on *ouvre* les condensateurs pour diminuer la capacité du système LEL′ qui porte maintenant Q′ — Q. Deux élongations successives donnent la déviation proportionnelle à Q′ — Q. Le rapport des sensibilités dans les mesures de Q et Q′ — Q est déterminé à l'avance.

c. Pour mesurer σ, on revient à la position (*a*) et l'on supprime le champ en reliant directement CD à l'enceinte S. La quantité σ se répartit sur le système LE et l'élongation lue lui est proportionnelle. σ' se mesure de la même manière.

IV. *Résultats*. — Bien que j'aie fait varier dans de larges limites l'épaisseur de la lame de gaz, le champ, la répartition et l'intensité de l'ionisation, les valeurs obtenues pour ε dans l'air sec sous la pression atmosphérique à 17° sont restées comprises entre 0,26 et 0,28. La valeur moyenne 0,27 coïncide avec celle qu'on peut déduire d'une détermination du *coefficient de recombinaison* α faite par M. Townsend (1) à l'aide d'une méthode entièrement différente.

Il y a donc dans l'air, sous la pression normale, environ *une recombinaison sur quatre collisions* entre des ions de signes contraires.

Le rapport ε tend vers l'unité quand la pression augmente.

(1) Townsend, *Phil. Trans.*, A. 242, 1899, p. 157.

SUR LA MOBILITÉ DES IONS DANS LES GAZ.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXIV, 1902, p. 646.

I. J'ai montré, dans une Note antérieure ([1]), qu'il est possible d'effectuer les mesures relatives aux gaz ionisés en n'utilisant pour créer l'ionisation que les rayons de Röntgen produits par *une seule décharge* d'une bobine dans un tube de Crookes. La durée extrêmement courte de cette décharge (10^{-4} seconde environ) permet de mesurer les mobilités des ions plus directement et dans des conditions plus variées qu'on ne l'a fait jusqu'ici.

Les rayons passant à travers une lame d'aluminium plane CD (*fig.* 1), joints aux rayons secondaires qu'ils produisent sur CD et sur une lame métallique parallèle AB, ionisent le gaz compris entre

Fig. 1.

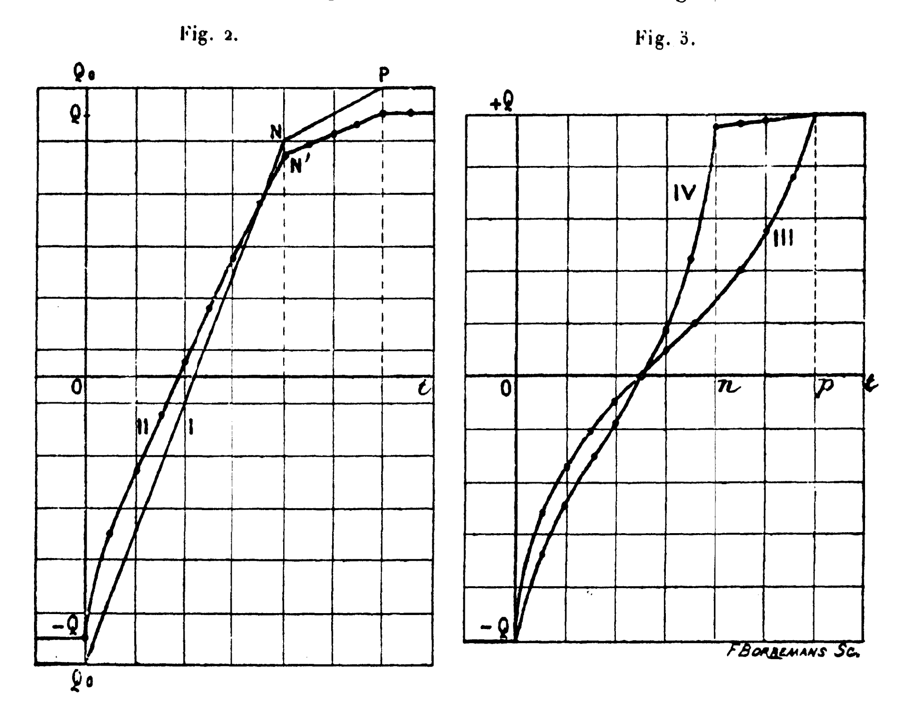
ces lames. Si un champ H y existe, les ions positifs se déplacent dans le sens du champ, vers AB par exemple, avec la vitesse k_1H, et les ions négatifs en sens inverse avec la vitesse k_2H. On a en général $k_2 > k_1$.

II. *Il est facile de suivre ce déplacement en renversant le champ* H *un temps variable t après le passage de la radiation.* La quantité d'électricité q recueillie par la lame AB se compose : 1° avant le renversement du champ, des ions positifs libérés dans une couche d'épaisseur $k_1 \mathrm{H} t$ au voisinage de AB; 2° des ions négatifs qui,

([1]) *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 3 mars 1902, p. 533.

au moment du renversement, restent dans le champ entre $A_1 B_1$ et CD et rebroussent ensuite chemin vers AB. La courbe théorique I (*fig.* 2) représente la variation de q avec t dans le cas d'une ionisation uniforme : un coude se produit en N pour $t = t_2 = \frac{d}{k_2 H}$, tous les ions négatifs ayant alors été recueillis par CD avant le renversement du champ. Puis, à partir de P qui correspond à $t = t_1 = \frac{d}{k_1 H}$, q reste constant et égal à Q_0, quantité totale libérée dans le gaz, car le ren-

Fig. 2. Fig. 3.



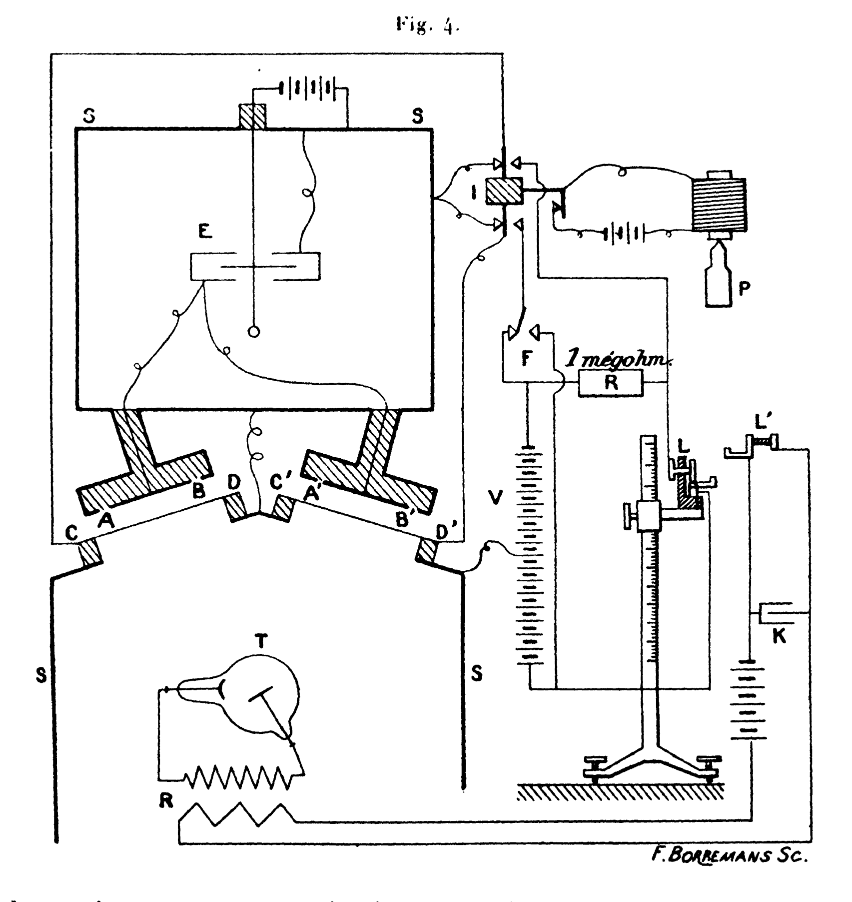
versement a lieu quand tous les ions ont été recueillis et ne produit aucun effet.

La recombinaison a pour effet de remplacer Q_0 par une valeur un peu inférieure Q et d'incurver la première partie de la courbe expérimentale II (*fig.* 2). Le coude subsiste en N′ pour $t = t_2$. Si l'ionisation n'est pas uniforme, si par exemple AB est une lame de plomb créant par ses rayons secondaires une ionisation intense dans son voisinage immédiat, la courbe change avec le sens initial du champ et l'on obtient les deux courbes *expérimentales* III et IV (*fig.* 3) qui donnent d'une manière très nette l'instant p de l'arrivée des derniers ions positifs et l'instant n de l'arrivée des derniers ions négatifs.

Les mobilités k_1 et k_2 se déduisent de la mesure des temps t_1 et t_2 par détermination des instants O (passage de la radiation), p et n, au moyen d'une méthode de zéro qui élimine les variations du tube de Crookes et qui consiste à relier AB à une lame identique A′B′ à laquelle on fait recueillir $+Q$ quand on veut déterminer le point O, et $-Q$ quand il s'agit de p ou n.

III. *Détermination du point* O. — 1° Les connexions étant celles indiquées par la figure 4, le basculeur I est déplacé de gauche à droite

Fig. 4.



de manière à provoquer simultanément la chute du poids P et la création de champs égaux et de même sens en ABCD et A′B′C′D′. Dans sa chute, P rencontre le levier L′ qui fait passer la décharge, puis le levier L qui renverse le champ en ABCD; 2° le basculeur est ramené dans sa position initiale.

Le point O se détermine en cherchant sur le cathétomètre la posi-

tion *au-dessous* de laquelle le levier L ne peut descendre sans que l'électromètre prenne une déviation permanente après ces opérations.

Détermination de p ou n. — La connexion est changée en F, et l'on cherche sur le cathétomètre la position *au-dessus* de laquelle le levier L ne peut monter sans que l'électromètre prenne une déviation permanente.

Les temps t_1 et t_2 sont calculés d'après la loi de la chute des corps.

Les résultats obtenus pour différents gaz sous différentes pressions seront donnés et interprétés ultérieurement.

SUR LA LOI DE RECOMBINAISON DES IONS.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXVII, 1903, p. 177.

I. Les gaz rendus conducteurs de l'électricité justifient, par toutes leurs propriétés, l'hypothèse que les charges disponibles y sont portées par un nombre fini de centres électrisés ou *ions,* les uns positifs, les autres négatifs, ayant tous une même charge égale en valeur absolue à celle que transporte un atome monovalent dans l'électrolyse.

Ces *ions* participent au mouvement général d'agitation thermique des molécules du gaz, et le déplacement moyen de chacun d'eux, nul en l'absence d'un champ électrique extérieur, s'effectue dans le champ X avec la vitesse $k_1 X$ dans le sens des lignes de force pour les ions positifs, et $k_2 X$ dans le sens opposé pour les ions négatifs. Les coefficients de proportionnalité k_1 et k_2 sont les *mobilités* des ions des deux signes.

L'attraction mutuelle des ions de signes contraires provoque une recombinaison progressive des charges qu'ils transportent.

Si p et n sont les densités en volume des charges portées par les ions positifs et négatifs, la recombinaison obéit à la loi

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha p n.$$

α est le *coefficient de recombinaison* indépendant du champ qui existe dans le gaz.

J'ai montré antérieurement (¹) que l'expression

$$\varepsilon = \frac{2}{4\pi(k_1 + k_2)}$$

représente le *rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre deux ions de signes contraires*. L'expérience vérifie que, conformément à cette signification, le rapport ε est toujours plus petit que l'unité et tend vers cette valeur quand la pression du gaz augmente.

II. J'ai pu, en suivant de plus près, du point de vue cinétique, le mécanisme de la collision, montrer que le rapport ε doit, aux faibles pressions, *varier proportionnellement au carré de la pression;* et j'ai vérifié que les résultats de mesures publiées antérieurement (²) sont en accord avec cette conclusion.

La collision proprement dite entre deux ions de signes contraires commence au moment où, après un dernier choc contre les molécules neutres du gaz, les deux ions en présence peuvent graviter librement l'un autour de l'autre en décrivant des coniques. Soit r_0 leur distance moyenne au moment du dernier choc contre une molécule neutre : cette distance est de l'ordre du chemin moyen d'un ion et varie en raison inverse de la pression.

J'admets *que la recombinaison a lieu lorsque, dans leur mouvement relatif, les centres des deux ions au moment du périhélie se trouvent à une distance inférieure à une quantité donnée* σ. Si, par exemple, la recombinaison a lieu quand les deux ions viennent effectivement en contact, la distance σ est la somme des rayons des agglomérations de molécules neutres autour d'un centre chargé qui constituent les ions.

Le rapport du nombre des orbites relatives qui satisfont à cette condition au nombre total des collisions fournit le rapport ε.

Si e est la charge d'un ion, W son énergie cinétique moyenne, fonction seulement de la température, on obtient pour le terme principal dans la valeur de ε aux basses pressions

$$m\left(1 + \frac{e^2}{\sigma W}\right)\frac{\sigma^2}{r_0^2}, \qquad (1)$$

m est coefficient numérique voisin de $\frac{1}{2}$ fourni par la théorie cinétique.

(¹) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. XXVIII, p. 437.

(²) *Loc. cit.*, p. 483.

La seule quantité variable avec la pression étant r_0, l'expression (1) est *proportionnelle au carré de la pression*.

III. Le Tableau suivant montre que les valeurs expérimentales de ε pour l'air et le gaz carbonique satisfont bien à cette condition que le quotient $\frac{\varepsilon}{p^2}$ reste constant aux pressions inférieures à la pression atmosphérique :

Air.			CO^2.		
p en atm.	ε.	$\frac{\varepsilon}{p^2}$.	p en atm.	ε.	$\frac{\varepsilon}{p^2}$.
0,20	0,01	0,25	0,50	0,13	0,52
0,49	0,06	0,25	0,74	0,27	0,50
1	0,27	0,27	1	0,51	0,51

De plus, il est remarquable que l'expression (1) peut être calculée au moyen des données relatives aux grandeurs moléculaires et qu'elle fournit un résultat de l'ordre des valeurs expérimentales trouvées pour ε.

e, charge d'un ion, est voisin de 4×10^{-10} unités électrostatiques C. G. S.; le quotient $\frac{e}{W}$ est connu en toute certitude : en effet, si ϖ est la pression du gaz, M le nombre des molécules par unité de volume, la théorie cinétique donne

$$\varpi = \tfrac{2}{3}MW$$

et les lois de l'électrolyse, à la température ordinaire,

$$1,3 \times 10^4 \varpi = Me,$$

d'où, par division,

$$\frac{e}{W} = 0,87 \times 10^4.$$

σ pris égal à la somme des rayons de deux ions est de l'ordre 10^{-7}; r_0 pris égal au chemin moyen d'un ion est, dans l'air sous les conditions normales, voisin de 10^{-6}. D'où pour l'expression (1), en prenant $m = \frac{1}{2}$,

$$\varepsilon = 0,20.$$

nombre tout à fait d'accord avec la valeur expérimentale 0,27.

IV. En combinant la loi que nous venons d'obtenir avec la loi de proportionnalité inverse des mobilités k_1 et k_2 à la pression, on obtient ce résultat que, aux pressions inférieures à la pression atmo-

sphérique, *le coefficient de recombinaison α est proportionnel à la pression.*

Ce résultat, que j'ai indiqué en mars dernier dans le Cours de Physique du Collège de France, a été utilisé par M. Ch. Nordmann pour obtenir les intéressants résultats de Physique cosmique qui font l'objet d'une Note récente (¹).

SUR LA CONDUCTIBILITÉ DES GAZ ISSUS D'UNE FLAMME.

En collaboration avec M. E. Bloch.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXXXIX, 1904, p. 792.

On sait (²) le grand intérêt qu'il y a à introduire dans l'étude des gaz ionisés le rapport $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$ du coefficient de recombinaison des ions au produit par 4π de la somme des mobilités des ions des deux signes. Ce rapport possède en effet une signification théorique simple, puisqu'il représente le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre ions de signes contraires. Sa valeur numérique devra, par suite, dans un milieu privé de poussières, être inférieure à l'unité. Sa détermination expérimentale dans l'air ionisé par les rayons de Röntgen a conduit à des valeurs qui sont, dans les conditions ordinaires, voisines de $\frac{1}{4}$ et dont les variations avec la pression sont conformes à ce que la théorie permet de prévoir.

Une modification de la même méthode expérimentale (³) permet aussi de mesurer le rapport ε dans le cas des ions produits par le phosphore. Vu la très faible mobilité de ces ions, la valeur théorique serait ici voisine de l'unité. L'expérience a conduit à des valeurs plus grandes, ce que l'on peut expliquer par la présence de nombreuses poussières dans le gaz et aussi par les difficultés et les imperfections de l'expérience.

(¹) *Comptes rendus,* t. CXXXVI, 15 juin 1903, p. 1430.

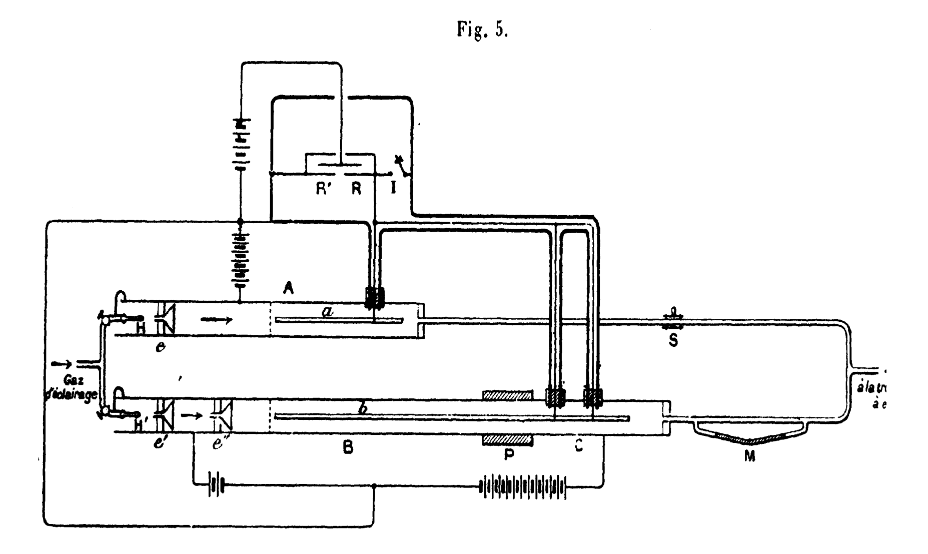
(²) P. Langevin, *Comptes rendus,* t. CXXXIV, 1902, p. 414, 533; t. CXXXVII, 1903, p. 177; *Ann. de Chim. et de Phys.,* t. XXVII, 1903.

(³) E. Bloch, *Comptes rendus,* t. CXXXVII, 1903, p. 1040; *Thèse de Doctorat,* Paris, 1904.

Nous nous sommes proposé de mesurer le rapport ε pour les gaz issus d'une flamme : ces gaz contiennent aussi des ions très peu mobiles et l'application de la méthode de courant gazeux qui a servi pour le phosphore est ici plus aisée, surtout si l'on prend les précautions et si l'on réalise les perfectionnements qui ressortent de la description suivante :

Un tube de 6^{cm} de diamètre se compose de deux parties B et C isolées l'une de l'autre en P; il porte une électrode isolée *b* de 1^{cm} de diamètre et 150^{cm} de long, immédiatement précédée d'une toile métallique limitant son champ.

Fig. 5.



Une trompe à eau permet d'aspirer, à travers BC et le tube de compensation A, un courant d'air qui se charge d'ions sur les deux petites flammes bleues H et H', d'environ 1^{mm}, alimentées par la même prise de gaz. Elles jaillissent au bout de deux petits tubes métalliques qu'on a reliés respectivement aux tubes A et B afin de supprimer tout champ électrique dans la région où se produisent les flammes.

Les entonnoirs *e*, *e'*, *e''* assurent la répartition uniforme des gaz ionisés dans la section des tubes A et BC. Grâce à la petitesse des flammes, les tubes restent complètement froids au niveau des électrodes : on opère donc sur les gaz de la flamme *entièrement refroidis*.

La méthode repose sur l'emploi de la formule

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right),$$

dans laquelle on suppose que le gaz traverse un condensateur cylindrique chargé Bb. Q_0 représente la quantité maximum d'électricité qu'un champ très intense peut extraire du gaz sur la longueur de B. Si l'on emploie un champ moins intense, produit par une charge σ sur la même longueur et capable de séparer complètement les ions de signes contraires dans B, la recombinaison joue pendant cette séparation un rôle appréciable et l'on recueille seulement $Q < Q_0$. Le tube C est le siège d'un champ très intense de même sens que le premier, qui permet à tous les ions d'être recueillis par b.

Au lieu de mesurer séparément les deux quantités Q_0 et Q, il est préférable de mesurer l'une d'elles, Q_0, et la différence $Q_0 - Q$ qui représente l'effet de la recombinaison. Pour cette dernière mesure on se sert du tube de compensation A : un champ intense de sens contraire au premier amène sur l'électrode a des charges qu'on peut rendre égales à $-Q_0$ en agissant sur la pierre de serrage S.

1° L'état permanent étant établi, les tubes A et BC sont chargés à des potentiels élevés et de signes contraires + et − 400 volts, suffisants pour réaliser la saturation. On règle la pince S de manière que l'électromètre reste au zéro; a et b recueillent alors par seconde des charges proportionnelles à $Q_0 V$ et $-Q_0 V$, en appelant V la vitesse linéaire du gaz.

2° On renverse le sens du champ sur BC. L'électromètre dévie rapidement avec une vitesse proportionnelle à $2Q_0 V$.

3° Sans toucher à A, on charge B à −100 volts seulement et C à −800 volts. L'électromètre dévie lentement avec une vitesse proportionnelle à $(Q_0 - Q)V$.

4° On mesure σ en arrêtant le courant gazeux, isolant l'électromètre et portant le tube BC à un potentiel connu de 2 à 4 volts. La déviation est proportionnelle à σ.

5° Enfin la vitesse linéaire V du gaz se déduit de la section du tube BC et du débit, d'environ 60^{cm^3} par seconde, mesuré au moyen d'un manomètre étalonné M du type Töpler (¹).

Les meilleures mesures effectuées ont donné, pour le rapport ε, des valeurs voisines de 0,7; elles sont inférieures à l'unité, comme la théorie l'exige et beaucoup plus voisines de l'unité que dans le cas des rayons de Röntgen, comme pouvaient le faire prévoir les faibles mobilités des ions actuels.

(¹) E. Bloch, *Comptes rendus*, t. CXXXVIII, 1904, p. 1492.

SUR UNE FORMULE FONDAMENTALE DE LA THÉORIE CINÉTIQUE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXL, 1905, p. 35.

I. La seule méthode rigoureuse en théorie cinétique des gaz est la méthode dynamique introduite par Maxwell et développée par Kirchhoff, à laquelle M. Boltzmann consacre une partie importante de ses *Leçons sur la théorie des gaz* (¹).

Malheureusement elle conduit à des calculs d'une extrême complexité que Maxwell n'a poussés jusqu'au bout que dans le cas où les molécules se repoussent en raison inverse de la cinquième puissance de la distance, grâce à une simplification considérable qu'introduit cette loi particulière d'action. Les résultats qu'il obtint ne s'accordent pas cependant avec les faits expérimentaux; la loi d'action qu'il y a lieu d'admettre entre les molécules n'est pas celle qui conduit aux calculs les plus simples. Et pour cette seule raison *il est essentiel de pouvoir prolonger la méthode dynamique dans le cas d'une loi d'action quelconque.*

De plus, la méthode ordinairement suivie, celle de Clausius ou des chemins de libre parcours, a l'avantage d'être concrète, tangible, et de permettre, sans trop d'efforts analytiques, de pénétrer dans le détail des phénomènes de diffusion, de frottement intérieur, de conductibilité calorifique ou électrique, mais elle n'est applicable que dans le cas où l'on assimile les molécules à des solides élastiques, n'exerçant d'action mutuelle qu'au contact et encore conduit-elle à des résultats suspects parce qu'elle ne tient pas compte des conditions dynamiques dans lesquelles se produisent les chocs; c'est une méthode essentiellement statistique, où l'on évalue le nombre total des chocs, en faisant jouer à tous le même rôle, que la perturbation apportée par eux dans le mouvement des molécules soit importante ou légère.

II. Je suis parvenu à résoudre complètement par la méthode de

(¹) L. Boltzmann, *Théorie des gaz*, traduction française de MM. Gallotti et Bénard, Paris, Gauthier-Villars, 1902-1904.

Maxwell le problème de la diffusion de deux gaz l'un dans l'autre en supposant une loi quelconque d'action entre les molécules des deux gaz, et à obtenir, pour le coefficient de diffusion mutuelle ou pour la mobilité relative sous l'action de forces extérieures, une formule générale ne faisant intervenir qu'une intégration graphique analogue à celle effectuée par Maxwell dans le cas particulier qu'il a traité. Ce calcul graphique devient inutile si les molécules sont des sphères élastiques.

V. Le problème qui m'a conduit à rechercher la solution générale est celui du déplacement dans un gaz de centres électrisés qui attirent les molécules neutres à cause de la polarisation diélectrique de celles-ci (¹), avec possibilité de chocs élastiques si le contact direct se produit entre le centre électrisé et la molécule. L'application de la formule générale à cette loi d'action complexe nécessite des calculs numériques très étendus, pour lesquels M. Moulin a bien voulu m'aider et qui conduisent aux résultats suivants :

1° A la température ordinaire, l'attraction des molécules neutres est insuffisante pour expliquer la faible mobilité des ions; dans l'air sec il y a lieu d'admettre pour les ions négatifs un diamètre sensiblement double et pour les positifs un diamètre sensiblement triple de celui des molécules; cette différence correspondant bien à l'extrême petitesse des corpuscules cathodiques, centre des ions négatifs, par rapport aux centres positifs, de la grosseur des molécules. Une seule couche de molécules neutres maintenues par attraction électrostatique autour de chacun de ces centres représente bien le résultat obtenu pour la grosseur des ions.

2° Dans les flammes, où la mobilité des charges négatives est beaucoup (environ trente fois) plus grande que celle des charges positives, et où probablement les agglomérations n'existent pas à cause de la température élevée, l'application de la formule générale permet de calculer, en partant des mobilités expérimentales, la masse des ions par rapport à celle des molécules. *On trouve ainsi pour les centres négatifs une masse environ mille fois inférieure et pour les positifs une masse égale à celle de l'atome d'hydrogène*, en conformité complète avec les résultats relatifs aux rayons cathodiques ou aux rayons de Goldstein.

La plus grosse partie de la conductibilité des flammes est ainsi due à la présence de particules cathodiques libres provenant de

---

(¹) P. Langevin, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXVIII, 1903, p. 317.

la dissociation corpusculaire spontanée (¹), *dans le volume de la flamme, d'un certain nombre de molécules sous l'action de la température élevée.*

SUR LES IONS DE L'ATMOSPHÈRE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXL, 1905, p. 232.

I. Les travaux de MM. Elster et Geitel d'une part, C.-T.-R. Wilson d'autre part, ont démontré la présence permanente dans l'atmosphère d'ions des deux signes, identiques à ceux que produisent les rayons de Röntgen et dus à l'action des substances radioactives dont l'existence constante en petite quantité dans l'air est expérimentalement établie.

La détermination du nombre de ces ions et de la conductibilité qu'ils communiquent à l'air est de première importance pour la météorologie, tant au point de vue des phénomènes de condensation de la vapeur d'eau, de l'origine des pluies et des orages, de la cause du champ électrique terrestre qu'au point de vue des variations du champ magnétique dues, en partie au moins, aux courants que produit le déplacement des ions sous l'action du champ électrique ou des mouvements d'ensemble de l'atmosphère.

II. Aussi des recherches systématiques dans ce sens sont-elles effectuées depuis 2 ans, principalement en Allemagne, par deux procédés distincts.

L'un, dû à MM. Elster et Geitel, consiste à suivre la déperdition électrique dans l'air d'un cylindre chargé relié à un électroscope d'Exner; malheureusement, s'il a l'avantage de la simplicité, sa signification théorique est incertaine.

L'autre procédé, de signification plus précise, est dû à M. Ebert et consiste à mesurer les quantités d'électricité des deux signes disponibles dans un volume connu d'air, c'est-à-dire une grandeur proportionnelle au nombre des ions présents, l'expérience ayant montré que

(¹) P. Langevin, *Ann. de Chim. et de Phys.,* t. XXVIII, 1903, p. 360.

ceux-ci portent tous la même charge en valeur absolue, égale à $3,4 \times 10^{-10}$ unité électrostatique.

L'air passe à cet effet sous l'action d'un aspirateur dans un condensateur cylindrique chargé dont l'armature intérieure communique avec un électroscope dont la cage est reliée à l'armature extérieure. Si le condensateur est assez long et le champ assez intense pour qu'on soit certain de recueillir tous les ions d'un signe déterminé sur l'électrode intérieure, la déperdition mesurée à l'électroscope est proportionnelle au nombre de ceux-ci.

III. J'ai commencé, avec l'aide de M. Moulin, depuis le mois de mai 1904, au sommet de la Tour Eiffel, des expériences de ce genre dont je donnerai ultérieurement les résultats et qui m'ont conduit à préciser la signification des mesures ainsi faites.

Il était en effet important de s'assurer, par des procédés électrométriques de laboratoire, dans quelles limites on peut admettre que les mesures faites avec l'appareil d'Ebert donnent bien *tous* les ions présents dans l'air qui passe, toutes les charges électriques disponibles. *On va voir qu'il en est autrement, dans une proportion tout à fait inattendue.*

J'ai utilisé dans ce but une méthode de courant gazeux (¹) sous une forme qui *permet d'étudier la répartition des ions contenus dans un gaz entre les diverses mobilités,* problème important en pareille matière.

Soit p la densité par unité de volume du gaz des charges portées par les ions d'un signe déterminé; ceux dont la mobilité est comprise entre k et $k + dk$ correspondent à une densité élémentaire :

$$dp = f(k)\,dk,$$

et le problème de la répartition consiste à déterminer la fonction $f(k)$ pour toutes les valeurs de la variable.

Pour résoudre ce problème, faisons passer le gaz sous le débit U dans un condensateur cylindrique de capacité C chargé par une batterie d'accumulateurs de force électromotrice V dans un sens tel que l'électrode intérieure E recueille les ions du signe considéré. Si la saturation est atteinte pour les ions de mobilité k, c'est-à-dire si tous ces ions sont recueillis par E, le courant correspondant sur celle-ci

---

(¹) On trouvera dans le travail de M. E. Bloch (*Ann. de Chim. et de Phys.*, janvier 1905, p. 65 à 71) l'exposition que j'ai donnée de ces méthodes au Collège de France en 1903-1904.

sera

$$dI = U\,dp = U\,f(k)\,dk.$$

Mais les ions de mobilité assez faible pour que la saturation ne soit pas atteinte donneront seulement :

$$\frac{di}{dI} = k\frac{4\pi CV}{U} = kx, \qquad \text{si} \qquad x = \frac{4\pi C}{U}V,$$

ce qui suppose, puisque di ne peut être supérieur à dI, que k est inférieur à $\frac{1}{x}$; pour k supérieur à cette limite, la saturation est atteinte et di est égal à dI.

Le courant total i recueilli par E sous la différence de potentiel V est donc donné par

$$(1) \qquad i = Ux\int_0^{\frac{1}{x}} k\,f(k)\,dk + U\int_{\frac{1}{x}}^{\infty} f(k)\,dk,$$

i est une fonction de x que l'on peut obtenir expérimentalement en mesurant, au moyen d'un électromètre relié à E, le courant i qui correspond à différentes valeurs de V et en construisant une courbe S avec i en ordonnées et en abscisses la quantité x proportionnelle à V.

Cette courbe expérimentale permet de déterminer la fonction $f(k)$. La relation (1) donne facilement, en effet,

$$\frac{di}{dx} = U\int_0^{\frac{1}{x}} k\,f(k)\,dk, \qquad \frac{d^2 i}{dx^2} = -\frac{U}{x^3}f\left(\frac{1}{x}\right),$$

donc

$$f\left(\frac{1}{x}\right) = -\frac{x^3}{U}\frac{d^2 i}{dx^2}.$$

On déduit de là *qu'il existe dans le gaz des ions de mobilité k, seulement si la courbe expérimentale* S *présente une courbure au point d'abscisse $x = \frac{1}{k}$*. Les mobilités des ions présents dans le gaz correspondant aux régions incurvées de S et $f(k)$ peuvent se déduire de la mesure de cette courbure.

En appliquant cette méthode à l'air atmosphérique, j'ai obtenu seulement deux régions de forte courbure : l'une correspondant aux ions ordinaires, de mobilité égale à environ 1cm,5 *pour* 1 *volt par centimètre, l'autre à des ions de mobilités plu-*

sieurs milliers de fois plus faibles ($k = \frac{1}{3000}$ environ), *de même ordre que celles observées par M. Townsend dans les gaz récemment préparés et par M. Bloch pour les ions du phosphore.*

Un point essentiel est que, dans les conditions où j'ai opéré, au niveau du sol, *la quantité totale d'électricité portée par ces derniers ions peut être cinquante fois plus grande que celle portée par les ions ordinaires et seule mesurée dans l'appareil d'Ebert.*

Je crois donc important d'appeler l'attention des physiciens qui s'occupent d'électricité atmosphérique sur l'existence de ces centres chargés, beaucoup plus nombreux en général que les ions ordinaires. Je reviendrai sur leur origine probable et sur leur rôle.

SUR L'IMPOSSIBILITÉ PHYSIQUE DE METTRE EN ÉVIDENCE LE MOUVEMENT DE TRANSLATION DE LA TERRE.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXL, 1905, p. 1171.

I. On sait que toutes les expériences tentées pour mettre en évidence le mouvement de translation de la Terre par rapport à l'éther électromagnétique ont donné des résultats négatifs. M. Lorentz a montré récemment [1], en complétant des résultats antérieurs obtenus par lui-même et par M. Larmor [2], que la théorie des électrons *prévoit de manière complète et pour tous les ordres d'approximation* l'impossibilité de mettre en évidence par des mesures statiques, observation de positions d'équilibre ou de franges noires en optique, le mouvement d'ensemble d'un système d'électrons si l'observateur est entraîné avec lui. Le raisonnement suppose que toutes les actions intérieures au système sont d'origine électromagnétique, et démontre que dans ce cas le système entraîné subit dans le sens du mouvement une contraction qui multiplie toute dimension linéaire parallèle au mouvement par $\sqrt{1-\beta^2}$, si β est le rapport de la vitesse

---

(1) H.-A. Lorentz, *Akad. v. Wetensch. te Amsterdam,* 23 avril 1904.
(2) J. Larmor, *Aether and Matter.*

d'entraînement à la vitesse de la lumière, les dimensions restant inaltérées dans toute direction perpendiculaire.

L'application de cette théorie au mouvement de la Terre oblige à supposer que les forces élastiques ou de cohésion qui déterminent la configuration des appareils de mesure sont d'origine électromagnétique ou se comportent comme telles, la même conclusion ne s'imposant pas pour la gravitation, qui ne joue aucun rôle appréciable dans les expériences tentées jusqu'ici.

II. Soit qu'on la considère comme une conséquence de l'origine électromagnétique des forces de cohésion ou comme une liaison imposée aux systèmes matériels, la contraction parallèle au mouvement suffit pour expliquer de manière complète le résultat négatif d'une expérience récente de MM. Trouton et Noble ([1]), d'après laquelle un condensateur plan, chargé électriquement et suspendu à un fil de torsion, conserve une position d'équilibre invariable quand la direction du mouvement de translation de la Terre se déplace par rapport au plan vertical des plateaux. La théorie prévoit que, si le condensateur garde une configuration invariable, il doit au contraire tendre à s'orienter avec ses plateaux parallèles au mouvement.

Le raisonnement suivant montre que cette tendance disparaît de *manière complète,* si l'on admet la contraction de M. Lorentz comme une liaison imposée au système, et permet de localiser *dans le condensateur lui-même,* abstraction faite du système de suspension, la cause compensatrice du couple prévu en l'absence de contraction.

III. Une méthode générale pour résoudre le problème de la Dynamique électromagnétique consiste dans l'application d'un principe analogue à celui d'Hamilton en Mécanique et d'après lequel la manière dont un système électromagnétique évolue entre deux configurations données aux instants t_0 et t_1 est déterminée par la condition que l'intégrale ([2])

$$\int_{t_0}^{t_1} (W_e - W_m)\, dt$$

soit stationnaire pour toute variation virtuelle compatible avec les liaisons, si W_e et W_m sont les énergies électrique et magnétique du système. Pour une configuration d'équilibre, $W_e - W_m$, la *fonction*

([1]) Trouton and Noble, *Phil. Trans.,* A, t. CCII, 1903, p. 165.
([2]) J. Larmor, *Aether and Matter* (*voir* ce Recueil, p. 337).

de Lagrange (¹) ne varie pas avec le temps et la condition d'équilibre est simplement que cette quantité soit maximum ou minimum.

L'explication du résultat négatif de MM. Trouton et Noble nécessite que, pour le condensateur considéré, la fonction $L = W_e - W_m$, calculée en tenant compte des liaisons, de la contraction de Lorentz en particulier, soit indépendante de l'orientation des plateaux par rapport à la direction du mouvement d'entraînement.

IV. Si l'on considère un condensateur plan chargé, ou d'une façon plus générale un système électrisé quelconque dont la translation produit un champ magnétique, il est facile de montrer, en calculant les énergies électrique et magnétique, que, si l'on suppose ce système contracté dans le rapport $\sqrt{1-\beta^2}$, la fonction de Lagrange L′, pour le système en mouvement, a pour valeur

$$L' = L\sqrt{1-\beta^2},$$

L étant la fonction de Lagrange pour le système en repos et non contracté. L′ est donc *rigoureusement indépendante* de l'orientation du système, et il ne résulte, par suite du mouvement, aucun couple tendant à orienter le condensateur; l'expérience de MM. Trouton et Noble doit bien donner un résultat négatif à *tous les ordres d'approximation et quel que soit le système employé pour suspendre le condensateur*. La compensation se produit à l'intérieur même du système électrisé supposé soumis à la contraction de Lorentz.

(¹) P. LANGEVIN, *Revue générale des Sciences*, 31 mars 1905. (*Cf.* MAX ABRAHAM *Ann. d. Physik*, t. X, 1903, p. 105.)

NOTICE HISTORIQUE,

PAR J. LARMOR.

Traduite de l'anglais par P. Lugol.

Les écrits de M. Larmor sur les sujets que traite le présent Volume tirent leur origine d'une tentative faite en vue de mettre la théorie électrique de Maxwell en harmonie avec les théories optiques de Lord Kelvin relatives à la constitution élastique de l'éther. Ces deux théories ont, en vue d'une compréhension plus large, emprunté l'aide de modèles mécaniques. Le premier Mémoire de M. Larmor sur cette question est *A mechanical representation of a vibrating electrical system and its radiation* (¹); comme l'indique le titre, il s'agissait d'une illustration exacte de la théorie existante. Il fut suivi (15 nov. 1893) du premier de trois Mémoires publiés, sous le titre de *Dynamical theory of the electric and luminiferous medium*, dans les *Philosophical Transactions* (extraits détaillés dans *Roy. Soc. Proc.*), et qui visaient à développer une théorie cohérente de l'Électrodynamique. Le point de départ était la remarque de FitzGerald, que la théorie optique de Mac Cullagh est identique au point de vue des formules à la théorie électrique de Maxwell, rapprochée du fait, dont Rankine avait virtuellement conscience il y a longtemps, que les équations de Mac Cullagh appartiennent à un éther doué d'élasticité de rotation, et de la définition brillante et fondamentale donnée par Lord Kelvin d'un modèle mécanique d'un tel milieu (²). On reconnut en même temps que cette conception de l'éther donnait une interprétation directe des conducteurs chargés d'électricité, et de tous les effets de leurs mouvements. Mais elle ne semblait pas s'adapter à la communication d'une charge d'un corps à un autre, sauf par rupture de l'éther intermédiaire. Dans un appendice au premier Mémoire, daté du 13 août 1894, cette difficulté fut surmontée par l'in-

---

(¹) *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 4 mars 1891, p. 166-176.

(²) *Sur une constitution gyrostatique adynamique pour l'éther* (*Comptes Rendus*, t. CIX, 1889, p. 453).

troduction de la notion de particules élémentaires électrisées, sortes « d'atomes électriques » auxquels on donna, à la suggestion de Fitz-Gerald, le nom d'*électrons* créé par Johnstone Stoney. Dans cet appendice ([1]) la théorie électrique de la matière est formellement établie, vraisemblablement pour la première fois, comme une hypothèse directrice, et considérablement développée dans des directions en partie différentes de celles qui ont été suivies dans *Aether and Matter*; les développements qu'elle contient sur les actions mutuelles des électrons en mouvement lent peuvent recevoir une extension encore plus grande. On reconnut plus tard que l'idée des électrons avait été appliquée par Helmholtz dans la théorie de la dispersion de la lumière ([2]), tandis que H.-A. Lorentz en faisait la base de l'Électrodynamique dans deux Mémoires courts mais de grande portée : *La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps en mouvement* (1892), suivis plus tard d'une exposition plus formelle : *Versuch einer Theorie... in bewegten Körpern* (1895). Peut-être à cause de la difficulté spéciale du sujet, c'est seulement en 1897 que l'on reconnut la complète identité analytique des deux travaux. Les extraits qui suivent sont empruntés à un traité *Aether and Matter* (Cambridge University Press, 1900) dans lequel on a développé systématiquement, avec des additions, *une partie* du contenu de cette série de Mémoires ([3]). Dans ce traité, la théorie de l'éther doué d'élasticité de rotation, qui avait servi de guide aux développements primitifs, est reléguée à l'arrière-plan; elle peut cependant fournir encore, aux esprits qui sont aidés par de semblables modèles, le moyen de saisir intuitivement la théorie dans son ensemble, et peut ainsi jouer un rôle dans des simplifications et des extensions ultérieures, même si la question reste ouverte de savoir jusqu'à quelles limites précises l'on peut étendre ces analogies.

([1]) *Phil. Trans.*, 1894, App., p. 806-822.
([2]) *Wied. Ann.*, 1893.
([3]) *Phil. Trans*, 1894, A., p. 719-822; 1895, A., p. 695-743; 1897, A., p. 205-300.

EXTRAITS DE L'OUVRAGE

AETHER AND MATTER,

PAR JOSEPH LARMOR, M.A., F.R.S.

Traduits de l'anglais par P. LUGOL.

CHAPITRE VI.

THÉORIE DYNAMIQUE DES ACTIONS ÉLECTRIQUES. LES ÉQUATIONS DU CHAMP ÉLECTRIQUE DÉDUITES DU PRINCIPE DE MOINDRE ACTION.

Équations dynamiques pour l'éther libre. — La seule méthode efficace pour développer la dynamique des systèmes moléculaires consiste à abandonner l'idée de forces s'exerçant entre les molécules et dont nous ne pouvons rien savoir directement, et à se proposer de déterminer la succession naturelle des changements de configuration du système. Si les molécules individuelles sont invariables, le système, envisagé du point de vue moléculaire, doit être conservatif; de sorte que le principe de moindre action nous fournit une base assurément assez large, pourvu que la question n'excède pas nos moyens d'analyse.

Il nous faut d'abord construire un schéma dynamique de l'éther libre de particules matérielles. C'est naturellement un milieu élastique; supposons-le pratiquement en repos, et représentons par le vecteur (ξ, η, ζ) le déplacement, élastique ou autre, de sa substance au point (x, y, z), déplacement déterminé par les déformations existant dans le milieu. Nous admettons (sauf vérification ultérieure par les résultats de l'analyse) que son énergie cinétique T et son énergie potentielle W sont exprimées par

$$T = \frac{1}{2}A\int(\xi'^2+\eta'^2+\zeta'^2)\,d\tau \quad (^1),$$

$$W = \frac{1}{2}B\int(f^2+g^2+h^2)\,d\tau,$$

(1) Sauf indication contraire, les lettres accentuées désigneront, dans ce qui suit, des dérivées par rapport au temps.

où $d\tau$ représente un élément de volume, A une constante d'inertie, B un module d'élasticité, (f, g, h) un vecteur défini quant à son mode de variation ([1]) par la relation

$$(\text{I}) \qquad (f', g', h') = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial \zeta'}{\partial y} - \frac{\partial \eta'}{\partial z}, \frac{\partial \xi'}{\partial z} - \frac{\partial \zeta'}{\partial x}, \frac{\partial \eta'}{\partial x} - \frac{\partial \xi'}{\partial y}\right),$$

où l'on introduit le facteur 4π pour se conformer aux usages adoptés en électricité.

Cette définition conduit à

$$\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} = 0,$$

de sorte que (f, g, h) est un vecteur solénoïdal.

Pour obtenir l'équation dynamique de ce milieu, il n'y a qu'à développer l'équation de variation

$$\delta \int (\text{T} - \text{W})\, dt = 0$$

assujettie à la condition que la durée du mouvement soit invariable.

Or, on a

$$\begin{aligned}\delta \int \text{T}\, dt &= \text{A} \int dt \int (\xi' \delta\xi' + \eta' \delta\eta' + \zeta' \delta z')\, d\tau \\ &= \text{A}\left[\int (\xi' \delta\xi + \eta' \delta\eta + \zeta' \delta\zeta)\, d\tau\right]_{t_1}^{t_2} - \text{A} \int dt \int (\xi'' \delta\xi + \eta'' \delta\eta + \zeta'' \delta\zeta)\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}\delta \text{W} &= \frac{\text{B}}{4\pi} \int \left[f\left(\frac{\partial\, \delta\zeta}{\partial y} - \frac{\partial\, \delta\eta}{\partial z}\right) + g\left(\frac{\partial\, \delta\xi}{\partial z} - \frac{\partial\, \delta\zeta}{\partial x}\right) + h\left(\frac{\partial\, \delta\eta}{\partial x} - \frac{\partial\, \delta\xi}{\partial y}\right)\right] d\tau \\ &= \frac{\text{B}}{4\pi} \int [(ng - mh)\, \delta\xi + (lh - nf)\, \delta\eta + (mf - lg)\, \delta\zeta]\, d\text{S} \\ &\quad + \frac{\text{B}}{4\pi} \int \left[\left(\frac{\partial h}{\partial y} - \frac{\partial g}{\partial z}\right) \delta\xi + \left(\frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial h}{\partial x}\right) \delta\eta + \left(\frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial y}\right) \delta\zeta\right] d\tau,\end{aligned}$$

où (l, m, n) est le vecteur de direction de l'élément δS de la surface extérieure.

Ces réductions par intégration par parties ont pour but d'exprimer conformément à l'usage les variations dépendantes telles que $\delta\xi'$, $\frac{\partial\, \delta\zeta}{\partial y}$ en fonction des variations indépendantes $\delta\xi$, $\delta\eta$, $\delta\zeta$. Cela exige

([1]) Ceci se rapporte à l'existence permanente, indépendamment de (ξ', η', ζ'), du déplacement intrinsèque de l'éther qui entoure chaque électron. (*Voir* Append. E, ce Vol., p. 359.)

l'introduction d'intégrales de surface; si la région considérée est l'espace infini, et si les causes originelles de la perturbation agissent toutes à une distance finie de l'origine, ces intégrales de surface, relatives à des limites infiniment éloignées, ne peuvent avoir aucune influence sur l'état du système à distance finie, et l'on peut effectivement constater qu'elles donnent un résultat nul; il faut, bien entendu, en tenir compte dans les autres cas.

Si l'on substitue dans l'équation d'action ces expressions des variations, les coefficients de $\delta\xi$, $\delta\eta$, $\delta\zeta$ devront s'annuler séparément dans l'intégrale de volume et dans l'intégrale de surface, puisque $\delta\xi$, $\delta\eta$, $\delta\zeta$ sont tout à fait indépendantes et arbitraires dans chaque élément de volume $d\tau$ et dans chaque élément de surface dS. On tire alors de l'intégrale de volume les équations de la vibration ou de la propagation de l'onde

$$\text{(II)} \qquad \frac{B}{4\pi}\left(\frac{\partial h}{\partial y}-\frac{\partial g}{\partial z},\ \frac{\partial f}{\partial z}-\frac{\partial h}{\partial x},\ \frac{\partial g}{\partial x}-\frac{\partial f}{\partial y}\right)=-A(\xi'',\eta'',\zeta'').$$

Les systèmes d'équations (I) et (II) obtenus ainsi sont identiques aux équations de Maxwell exprimant l'action électrodynamique et électrostatique de l'éther libre, si (ξ', η', ζ') représente l'induction magnétique et (f, g, h) le déplacement de l'éther; la vitesse de propagation est $\frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{B}{A}}$, de sorte que $\frac{B}{A}=16\pi^2C^2$, où C désigne la vitesse de radiation. Elles sont également identiques aux équations optiques de Mac Cullagh, auquel on doit en réalité la méthode de calcul qui précède.

Les électrons traités comme de simples pôles. — Étendons maintenant le problème à un éther contenant un système d'électrons ou de charges électriques séparées. Chacune de ces charges ponctuelles détermine autour d'elle un champ de force électrique, ce qui implique nécessairement une certaine déformation de l'éther; une charge électrique ponctuelle est donc un centre de déformation intrinsèque dans l'éther; il n'est pas nécessaire pour le moment de déterminer la nature de cette déformation permanente, à la condition d'admettre que l'électron peut se mouvoir ou glisser librement dans ce milieu d'une manière très analogue à celle dont un anneau glisse le long d'une corde. Nous traiterons donc réellement, dans la définition de la déformation (f, g, h) de l'éther, un électron ou un centre chargé comme un point singulier librement mobile, de sorte que très près de

lui (f, g, h) prenne la forme $-\frac{e}{4\pi}\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)\frac{1}{r}$. Nous pourrons éviter que les éléments des intégrales deviennent infinis à l'origine de la distance r, en considérant le centre de déformation permanente non comme un simple point, mais comme une région d'étendue extrêmement petite ([1]); cet artifice analytique n'affectera aucune des applications physiques dans lesquelles on considère simplement l'électron comme une charge électrique localisée de grandeur définie.

Si maintenant on ne lie à l'électron qu'une forme de déformation, sans lui attribuer une inertie ou une énergie étrangères à l'éther et engendrant des résistances qui restreindraient sa parfaite mobilité, les équations (I) et (II) détermineront encore l'état du champ à un instant quelconque en fonction de son état, supposé complètement connu, à l'instant précédent; et cette détermination implique la connaissance du déplacement de chaque centre pendant l'élément de temps considéré. Les équations suffiront alors à retracer la succession naturelle des modifications du milieu complexe ainsi formé par l'éther et les centres qu'il englobe. Mais, si ces centres ont de l'inertie ou des actions mutuelles indépendantes de l'éther, la fonction d'énergie dont on se servira pour formuler le principe de moindre action devra en tenir compte ainsi que de toutes les autres actions physiques, s'il en existe.

Passage à l'analyse continue. — Une telle analyse atomique complète (en admettant qu'elle soit possible) est d'ailleurs inutile lorsqu'on s'occupe des phénomènes électro-dynamiques dans les corps matériels; l'observation et l'expérience, en effet, s'adressant uniquement à la matière prise en masse, nous ne pouvons pas atteindre la connaissance directe d'une molécule isolée, encore bien moins d'un électron. La théorie qu'il faut confronter avec l'expérience doit au contraire envisager un élément différentiel de volume contenant une foule de molécules assez nombreuses pour que l'on puisse la regarder comme continue et l'exprimer comme une densité cubique de matière. Quant à la distribution réelle des électrons dans cet élément de volume, tout ce que nous pouvons constater ordinairement est un excès d'électrons de l'une ou de l'autre espèce, positifs ou négatifs, excès constituant une densité cubique d'électrisation ou encore une polarisation moyenne dans l'arrangement des groupes d'électrons au sein des molécules, et que l'on définira comme vecteur par son intensité par unité de volume.

([1]) Cette substitution n'affecte que l'énergie moléculaire intrinsèque. (*Cf. Phil. Trans.*, 1894 A, p. 812-813.)

Définition du déplacement électrique total; on a besoin de deux vecteurs indépendants. — Puisque l'intégrale $\int (lf + mg + nh) dS$ étendue à la surface qui limite une région n'est plus nulle lorsqu'il y a des électrons dans cette région, le vecteur (f, g, h) qui représente la déformation ou le *déplacement électrique* de l'éther n'est plus solénoïdal lorsque ces électrons isolés sont transformés en une densité cubique, comme il arrive lorsque au lieu d'envisager simplement l'éther qui existe entre les molécules on considère un milieu continu; la définition du mode de variation du déplacement élastique de l'éther, soit

$$4\pi(f', g', h') = \text{curl}(\xi', \eta', \zeta'),$$

qui s'applique à l'éther libre, serait donc maintenant contradictoire. Pour établir ce qui doit remplacer cette définition, considérons la translation d'un seul électron e d'un point P_1 à un point voisin P_2. Nous devons ajouter à la déformation élastique de l'éther (f, g, h) un terme représenté par un vecteur-déformation dont la distribution sera rapportée à des lignes commençant en P_1 et finissant en P_2; ce terme additionnel est en réalité le déplacement électrique dû au doublet formé par $-e$ en P_1 et $+e$ en P_2. Ce flux additionnel de déplacement électrique de P_2 à P_1 le long de ces lignes n'est pas solénoïdal par lui-même; mais nous compléterons les circuits de flux en lui ajoutant un flux linéaire d'électricité de même masse e, revenant de P_1 à P_2 le long de la ligne P_1P_2. Si l'on complète ainsi, par les flux de ces *charges électriques vraies* à travers l'éther, les flux de *déplacement électrique de l'éther* dus au changement de position de tous les électrons du système, on obtiendra un nouveau vecteur que l'on peut appeler flux de *déplacement électrique total* par unité de volume; ce vecteur constitue une conception d'une utilité fondamentale, parce qu'il est toujours et partout solénoïdal.

On peut maintenant exprimer ce résultat analytiquement : à la vitesse de variation du déplacement de l'éther $(f', g', h')d\tau$ dans l'élément de volume $d\tau$ il faut, pour avoir un résultat solénoïdal, ajouter $\Sigma(ex', ey', ez')$, où (x', y', z') désigne la vitesse d'un électron contenu dans cet élément; le *courant de déplacement électrique de l'éther* n'est pas solénoïdal quand on le considère en moyenne, relativement à cet élément de volume, mais le *courant total*, formé du premier et du *courant électrique vrai* constitué par le mouvement des électrons, possède cette propriété.

La théorie mécanique nécessite donc l'usage de deux variables in-

dépendantes, le déplacement de l'éther et le courant électrique vrai ou flux d'électrons, au lieu du seul déplacement de l'éther qui suffisait dans l'analyse moléculaire.

On peut considérer d'un autre point de vue cette explication fondamentale. Il y a dans le milieu des électrons ou des charges électriques de grandeur uniforme e, de sorte que pour une région quelconque l'hypothèse de Faraday donne

$$\int (lf + mg + nh)\, dS = \Sigma e;$$

si donc l'on désigne par Δ tout changement d'état fini,

$$\Delta \int (lf + mg + nh)\, dS$$

est égal au flux d'électrons qui pénètre dans la région à travers la surface limite. Ainsi, par exemple,

$$\frac{d}{dt}\int (lf + mg + nh)\, dS = -\int (lu_0 + mv_0 + nw_0)\, dS$$

où (u_0, v_0, w_0) est le courant électrique vrai, qui est simplement ce flux d'électrons pendant l'unité de temps; en faisant passer tous les termes du même côté, on a

$$\int (lu + mv + nw)\, dS = 0,$$

où $(u, v, w) = \left(\frac{df}{dt} + u_0, \frac{dg}{dt} + v_0, \frac{dh}{dt} + w_0\right)$. Cette relation exprime que le courant total de la théorie de Maxwell est solénoïdal.

Le courant vrai (u_0, v_0, w_0) défini plus haut comprend tous les types possibles de mouvements coordonnés ou de mouvements moyens des électrons, notamment les courants provenant de la conduction, de la polarisation matérielle et de sa convection, de la convection de corps chargés.

Généralisation du théorème de Stokes. — Fixons maintenant la signification de (ξ', η', ζ') ou (a, b, c) dans une théorie mécanique qui s'occupe seulement d'éléments sensibles de volume. Ce sera naturellement la valeur moyenne de ce vecteur, tel qu'on l'a employé précédemment, pour l'éther contenu dans chaque élément de volume. Il faut maintenant montrer qu'avec cette signification

$$\operatorname{curl}(\xi', \eta', \zeta') = 4\pi(u, v, w).$$

Nous allons voir que pour toute surface géométrique ouverte ou pour tout feuillet S d'étendue sensible, fixes dans l'espace, limités par un contour s, le théorème fondamental de Stokes relatif à la transformation d'une intégrale de surface en une intégrale linéaire le long de son contour doit dans les circonstances actuelles prendre la forme plus générale

$$(\mathrm{I}') \qquad \frac{1}{4\pi}\Delta\int\left(\xi\frac{dx}{ds}+\eta\frac{dy}{ds}+\zeta\frac{dz}{ds}\right)ds = \Delta\int(lf+mg+nh)\,d\mathrm{S}+\mathfrak{I},$$

où Δ représente la variation produite dans l'intégrale par le mouvement du système dans un temps fini quelconque, et $\mathfrak{I}$ le flux total d'électrons à travers la surface S pendant ce temps.

A cette fin, considérons deux feuillets S et S_1 limités au même contour s : ils forment ensemble une surface fermée, et l'on a

$$(\mathrm{II}') \qquad \int(l_1 f+m_1 g+n_1 h)\,d\mathrm{S}_1-\int(lf+mg+nh)\,d\mathrm{S}=\Sigma e$$

où Σe désigne la somme des masses des électrons compris entre les deux feuillets : les vecteurs de direction (l, m, n), (l_1, m_1, n_1) sont comptés tous deux vers le même côté des surfaces, qui pour S_1 est le côté extérieur à la région limitée par les feuillets. Si maintenant l'un de ces électrons traverse la surface S_1, la forme de l'intégrale est brusquement altérée pour cette surface, car un de ses éléments devient infini quand l'électron est sur la surface, ce qui fausse l'application à cette intégrale du théorème de Stokes ; mais pour la seconde surface, à travers laquelle l'électron n'a pas passé, le théorème s'appliquera encore à la variation produite dans l'intégrale correspondante. C'est-à-dire que pour cette dernière l'équation (I') conservera sa forme, sans terme tel que $\mathfrak{I}$; pour la première, l'équation (II') doit renfermer comme ci-dessus le terme $\mathfrak{I}$.

Les vecteurs moyennes de l'analyse continue. — La relation de Stokes ainsi généralisée, dans laquelle $\mathfrak{I}$ représente le flux total d'électrons à travers la surface S, conduit directement à l'équation

$$\mathrm{curl}(\xi', \eta', \zeta') = 4\pi(f'+u_0,\ g'+v_0,\ h'+w_0),$$

où les vecteurs représentent *maintenant* des valeurs moyennes pour l'élément de volume.

Cette relation s'applique également, que le système de molécules contenu dans le milieu soit ou ne soit pas polarisé *magnétiquement,*

car le transport de la polarité magnétique à travers le feuillet S ne peut rien ajouter au flux électrique qui le coupe : on voit donc que dans les cas impliquant la polarité magnétique (ξ', η', ζ') représente ce que l'on appelle l'*induction magnétique*, et non la force magnétique, ce qui est d'accord avec le caractère solénoïdal du premier vecteur. D'un autre côté, le changement dans la polarisation électrique (f_1, g_1, h_1) des molécules ajoute au flux à travers le feuillet une quantité $\Delta(f_1, g_1, h_1)$ de grandeur finie pour l'unité de surface, de sorte que $\frac{d}{dt}(f_1, g_1, h_1)$ constitue une partie du courant électrique vrai (u_0, v_0, w_0).

Énergie en fonction du flux électrique. — On a vu que la définition de mouvements électriques sensibles dans un corps matériel implique l'emploi comme variables indépendantes du flux des électrons et de la perturbation moyenne de l'éther. Dans les phénomènes électrodynamiques ordinaires se rapportant aux courants de convection on a plus directement affaire à la première variable. Il faut donc, pour l'électrodynamique ordinaire, donner à l'énergie cinétique

$$T = \tfrac{1}{2} A \int (\xi'^2 + \eta'^2 + \zeta'^2)\, d\tau, \tag{1}$$

où (ξ', η', ζ') représente comme ci-dessus l'induction magnétique, une forme qui l'exprime comme un effet du mouvement des électrons.

On peut le faire facilement en introduisant, à l'exemple de Maxwell, un vecteur auxiliaire (F, G, H) tel que

$$\left(\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial z},\ \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial x},\ \frac{\partial G}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial y}\right) = (\xi', \eta', \zeta'), \tag{2}$$

ce qui est permis grâce au caractère solénoïdal de (ξ', η', ζ') ou (a, b, c). Nous avons donc

$$\left\{\begin{aligned} T &= \tfrac{1}{2} A \int \left[\xi'\left(\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial z}\right) + \eta'\left(\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial x}\right) + \zeta'\left(\frac{\partial G}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial y}\right)\right] d\tau \\ &= \tfrac{1}{2} A \int [(n\eta' - m\zeta')F + (l\zeta' - n\xi')G + (m\xi' - l\eta')H]\, dS \\ &\quad + 2\pi A \int (Fu + Gv + Hw)\, d\tau \end{aligned}\right. \tag{3}$$

puisque d'après ce qui précède

$$\left(\frac{\partial \zeta'}{\partial y} - \frac{\partial \eta'}{\partial z},\ \frac{\partial \xi'}{\partial z} - \frac{\partial \zeta'}{\partial x},\ \frac{\partial \eta'}{\partial x} - \frac{\partial \xi'}{\partial y}\right) = 4\pi(u, v, w), \tag{4}$$

où (u, v, w) est le courant total $(f' + u_0, g' + v_0, h' + w_0)$. En combinant (2) et (4) on obtient

$$\nabla^2 F - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z}\right) = -4\pi u$$

avec deux équations semblables; elles sont résolues par les relations

$$(F, G, H) = \left(\int \frac{u}{r}\,d\tau + F_0,\quad \int \frac{v}{r}\,d\tau + G_0,\quad \int \frac{w}{r}\,d\tau + H_0\right),$$

où (F_0, G_0, H_0) est déterminé de manière à satisfaire au système d'équations

$$\nabla^2(F_0, G_0, H_0) = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)\left(\frac{\partial F_0}{\partial x} + \frac{\partial G_0}{\partial y} + \frac{\partial H_0}{\partial z}\right),$$

dont la solution la plus générale est

$$(F_0, G_0, H_0) = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)\Phi,$$

Φ étant une fonction arbitraire.

Potentiel vecteur des courants. — Cette partie du potentiel auxiliaire (F, G, H), dépendant de Φ, n'ajoute rien à la variable (ξ', η', ζ') qui représente le phénomène réel, et peut par conséquent être passée sous silence. Si on la conservait, cela voudrait dire qu'en dehors du mouvement de l'éther, quelque chose de non spécifié jusqu'à présent, mais d'essentiel, se trouverait en cause. Substituant alors notre résultat

$$(F, G, H) = \int (u, v, w) r^{-1}\,d\tau,$$

dans lequel tout le magnétisme qui peut être présent est implicitement inclus en tant que tourbillons de courants moléculaires ([1]), nous avons

$$\begin{aligned} T &= 2\pi A \int\int (u_1 u_2 + v_1 v_2 + w_1 w_2) r_{12}^{-1}\,d\tau_1\,d\tau_2 \\ &= 4\pi A\,\Sigma, \Sigma_1 (u_1 u_2 + v_1 v_2 + w_1 w_2) r_{12}^{-1}\,\delta\tau_1\,\delta\tau_2, \end{aligned}$$

la somme ne prenant qu'une fois chaque couple d'éléments $\delta\tau_1$, $\delta\tau_2$, et l'intégrale double les prenant deux fois. Le courant total (u, v, w)

([1]) Dans l'équation (3), les termes de l'intégrale de surface qui correspondent à un espace fermé quelconque disparaissent à cause de la continuité de (F, G, H).

se compose donc ici du déplacement des électrons et de la vitesse de variation du déplacement (f, g, h) de l'éther : nous avons ainsi exprimé l'énergie cinétique en fonction de ces quantités. L'énergie potentielle W est toujours exprimée en fonction des mêmes variables par la formule

$$W = \tfrac{1}{2}B\int(f^2 + g^2 + h^2)\,d\tau.$$

La quantité auxiliaire (F, G, H), qui est, comme on l'a vu, le potentiel du vecteur solénoïdal (u, v, w), peut maintenant être abandonnée si on le veut. Elle a servi à faciliter une intégration par parties réunissant ces éléments d'énergie cinétique épars dans le champ tout entier qui sont, dans l'équation de l'action, associés au flux électrique dans l'élément de volume $\delta\tau$.

Équation générale de l'action. — L'équation dynamique exprimant la succession des événements dans le système est $\delta\int(\mathrm{T}-\mathrm{W})\,dt = 0$, dans laquelle le temps n'est pas soumis à la variation δ : pour développer la variation au moyen du système de variables indépendantes formé du flux des électrons et de (f, g, h), nous reviendrons à l'expression complète de T.

La partie de $\frac{\mathrm{T}}{4\pi\mathrm{A}}$ qui concerne l'électron e se mouvant avec la vitesse (x, y, z) est, d'après (3),

$$\tfrac{1}{2}\mathrm{L}e^2(x'^2 + y'^2 + z'^2) + ex'\mathrm{F} + ey'\mathrm{G} + ez'\mathrm{H},$$

où L est une quantité que l'analyse actuelle ne détermine pas ([1]), car elle dépend de la grandeur et de la constitution du noyau de l'électron.

Mais nos variables ne sont pas entièrement indépendantes, car la variation de (f, g, h) est, en fait, limitée par la condition

$$\int(lf + mg + nh)\,d\mathrm{S} = \Sigma e$$

ou

$$\int\left(\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z}\right)d\tau - \Sigma e = 0.$$

Nous devons donc introduire dans l'équation de variation une fonc-

---

([1]) *Cf. Phil. Trans.*, 1894 A, p. 812-813.

tion Ψ de Lagrange, fonction de position indéterminée, de sorte que c'est la variation de

$$\frac{1}{4\pi A}\int (T-W)\,dt + \int dt\left[\int \Psi\left(\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial g}{\partial y}+\frac{\partial h}{\partial z}\right)d\tau - \Sigma e\Psi\right]$$

qu'il faut annuler; on déterminera ensuite la forme que doit avoir Ψ pour satisfaire à la condition qui a nécessité son introduction.

Réduction des termes spéciaux. — En ce qui concerne l'électron e, $(4\pi A)^{-1}\delta\int T\,dt$ donne

$$\begin{aligned}&\int dt\, Le^2(x'\delta x' + y'\delta y' + z'\delta z')\\ &+\int dt\left[ex'\left(\frac{\partial F}{\partial x}\delta x + \frac{\partial F}{\partial y}\delta y + \frac{\partial F}{\partial z}\delta z\right) + ey'\left(\frac{\partial G}{\partial x}\delta x + \ldots\right) + ez'\left(\frac{\partial H}{\partial x}\delta x + \ldots\right)\right]\\ &+\int dt(eF\,\delta x' + eG\,\delta y' + eH\,\delta z'),\end{aligned}$$

qui se réduit, sauf des termes s'annulant aux limites du temps, à

$$\begin{aligned}&\int dt\,\delta x\left[-Le^2x'' - e\left(\frac{dF}{dt} - x'\frac{\partial F}{\partial x} - y'\frac{\partial G}{\partial x} - z'\frac{\partial H}{\partial x}\right)\right]\\ &\quad+\int dt\,\delta y(\ldots) + \int dt\,\delta z(\ldots),\end{aligned}$$

où $\frac{d}{dt}$ représente $\frac{\partial}{\partial t} + x'\frac{\partial}{\partial x} + y'\frac{\partial}{\partial y} + z'\frac{\partial}{\partial z}$, parce que l'intégrale de temps se rapporte à un électron en mouvement; on a en fin de compte, sauf les termes s'annulant aux limites du temps,

$$\begin{aligned}&\int dt\,\delta x\left\{-Le^2x'' + e\left[y'\left(\frac{\partial G}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial y}\right) - z'\left(\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial x}\right) - \frac{\partial F}{\partial t}\right]\right\}\\ &\quad+\int dt\,\delta y(\ldots) + \int dt\,\delta z(\ldots)\end{aligned}$$

Pour la variation de l'état de l'éther libre, représentée par (f_2, g_2, h_2), dans un élément de volume $\delta\tau_2$ ne contenant pas d'électrons, on a dans $\frac{1}{4\pi A}\delta\int T\,dt$ les termes

$$\delta\int dt\sum\sum[(u_0+f')f'_2 + (v_0+g')g'_2 + (w_0+h')h'_2]\,r^{-1}\,\delta\tau\,\delta\tau_2.$$

La partie de cette expression qui concerne la variation du dépla-

cement électrique de l'éther dans le seul élément de volume $\delta\tau_2$, que nous écrirons $d\tau$ pour éviter l'emploi des indices, donne

$$d\tau\delta\int dt(\mathrm{F}\,\delta f' + \mathrm{G}\,\delta g' + \mathrm{H}\,\delta h'),$$

qui, sauf les termes s'annulant aux limites du temps, donne

$$-d\tau\int dt\left(\frac{d\mathrm{F}}{dt}\,\delta f + \frac{d\mathrm{G}}{dt}\,\delta g + \frac{d\mathrm{H}}{dt}\,\delta h\right).$$

Il faut remarquer ici que : 1° il n'aurait pas été correct de faire simplement varier $\frac{1}{4\pi\mathrm{A}}\int \mathrm{T}\,dt$, renfermant

$$\frac{1}{2}\int dt\int(\mathrm{F}f' + \mathrm{G}g' + \mathrm{H}h')\,d\tau,$$

à moins de se souvenir que (F, G, H) lui-même contient implicitement la variable indépendante (f, g, h) qu'il faut faire varier; 2° en écrivant

$$\frac{d}{dt}(\mathrm{F}, \mathrm{G}, \mathrm{H}),$$

on admet que la translation de l'éther lui-même est assez faible pour pouvoir être négligée vis-à-vis de celle des électrons matériels qui s'y meuvent. Rigoureusement, si (p_1, q_1, r_1) était la vitesse de l'éther lui-même, on aurait

$$\frac{d_1}{dt}(\mathrm{F}, \mathrm{G}, \mathrm{H})$$

au lieu de

$$\frac{d}{dt}(\mathrm{F}, \mathrm{G}, \mathrm{H}),$$

où

$$\frac{d_1}{dt}(\mathrm{F}, \mathrm{G}, \mathrm{H})$$

représenterait

$$\frac{d}{dt} + p_1\frac{\partial}{\partial x} + q_1\frac{\partial}{\partial y} + r_1\frac{\partial}{\partial z}:$$

cela introduirait une énorme complication dans les équations électrodynamiques, dont la forme linéaire serait détruite de la même manière qu'en hydrodynamique par exemple. Nous verrons que notre développement s'accorde avec tous les phénomènes électrodynamiques; il s'accorde également avec le fait que les expériences d'op-

tique les plus délicates n'ont pu découvrir de mouvement de translation de l'éther.

La réduction des termes qui restent dans l'équation de variation est donnée par la formule

$$\frac{1}{4\pi A}\delta\int W\,dt = \frac{B}{4\pi A}\int dt\int(f\,\delta f + g\,\delta g + h\,\delta h)\,d\tau;$$

$$\delta\int dt\int \Psi\left(\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial g}{\partial y}+\frac{\partial h}{\partial z}\right)d\tau$$
$$= \int dt\int \Psi(l\,\delta f + m\,\delta g + n\,\delta h)\,dS$$
$$- \int dt\int\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\delta f + \frac{\partial\Psi}{\partial y}\delta g + \frac{\partial\Psi}{\partial z}\delta h\right)d\tau;$$

$$\delta\int dt\sum e\Psi = \int dt\sum e\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\delta x + \frac{\partial\Psi}{\partial y}\delta y + \frac{\partial\Psi}{\partial z}\delta z\right).$$

Équations résultantes. — Mais les variations δx, δy, δz, qui donnent le déplacement virtuel d'un électron e, et les variations δf, δg, δh qui s'appliquent au déplacement électrique d'un point dans l'éther libre, peuvent être considérées comme toutes indépendantes et entièrement arbitraires : leurs coefficients doivent donc s'annuler séparément dans l'équation dynamique de variation. On obtient par conséquent deux séries d'équations,

$$-\frac{B}{4\pi A}f - \frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x} = 0,$$
$$-Le^2x'' + e\left(y'\zeta' - z'\eta' - \frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x}\right) = 0,$$

ou, si nous écrivons comme précédemment $(4\pi C)^2$ à la place de $\frac{B}{A}$,

$$4\pi C^2 f = -\frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x},$$
$$Le^2x'' = e\left\{y'\zeta' - z'\eta' - \frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x}\right\};$$

ce sont là les équations différentielles qui déterminent la succession des événements dans le système. Exprimées dans le langage ordinaire de la dynamique, qui utilise la conception de force, elles montrent que

$$-\frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x}$$

est la composante suivant Ox de la *force éthérée* qui déforme l'éther

libre, et que

$$y'\zeta' - z'\eta' - \frac{dF}{dt} - \frac{\partial\Psi}{\partial x}$$

est la composante suivant Ox de la force *électrique* qui tend à accélérer le mouvement de l'électron *e*. Chaque électron a une masse effective Le^2 d'origine éthérée, qui constitue une partie de la masse de la matière à laquelle il est attaché, et peut être la totalité de cette masse. Le véritable avantage d'introduire l'idée de force est que l'on peut traiter les systèmes réels par des méthodes de raisonnement dans lesquelles on attache à chaque partie à peu près permanente du système matériel les forces qui lui sont invariablement associées; on porte ainsi dans le domaine de la dynamique les comparaisons de relations sur lesquelles sont fondées toutes les méthodes logiques.

CHAPITRE XIV.

MÉCANISME DE LA RADIATION MOLÉCULAIRE.

La théorie qui attribue uniquement les effets électrodynamiques des courants électriques au mouvement des électrons est la seule des théories dynamiques suggérées jusqu'à présent dont les conséquences ne soient pas en désaccord avec les faits relatifs aux attractions électrodynamiques (1). Conformément à cette idée, toute perturbation de l'éther, en regardant la radiation comme un type de perturbation, a pour origine un mouvement de translation des électrons à travers l'éther. Cela nous permet d'essayer une théorie du mécanisme de la radiation, pourvu que nous puissions obtenir d'abord une expression complète de la perturbation de l'éther que détermine un seul électron en mouvement, et qui se propage à partir de lui.

Il est suffisant de considérer l'électron comme une charge ponctuelle, sauf aux points dont la distance au noyau de l'électron est assez faible pour être comparable aux dimensions linéaires du noyau lui-même; et l'on obtiendra la perturbation que produit dans l'éther le mouvement de l'électron par une simple superposition des perturbations élémentaires dues à son passage sur les éléments successifs de

(1) *Phil. Trans.*, 1895, A, p. 698. Plus récemment, on a accumulé en faveur de cette théorie des preuves expérimentales directes.

sa trajectoire (¹). Supposons donc qu'un électron e soit au point A, puis au bout d'un temps δt en B; on a, en désignant par V sa vitessse,

$$AB = V\,\delta t;$$

son déplacement produit le même effet que la création d'un doublet électrique AB de moment $eV\,\delta t$; nous n'avons ainsi qu'à trouver la perturbation amenée par la création d'un tel doublet, puis à intégrer le résultat le long des trajectoires de tous les électrons de la molécule vibrante.

Équations pour un vibrateur symétrique. — Considérons donc à l'origine un pareil doublet, dirigé suivant l'axe des z; pour lui, ou pour toute distribution symétrique par rapport à cet axe, les lignes de force magnétique seront des circonférences ayant leur centre sur l'axe, et la force sera définie par une seule variable, son intensité H. Le courant électrique, soit dans des milieux diélectriques, soit dans des milieux conducteurs, circulera dans des feuillets en forme de coin ayant leurs tranchants sur l'axe, et pourra être défini par une fonction solénoïdale, comme on le verra bientôt. Si nous employons des coordonnées cylindriques ρ, φ, z, et si nous appliquons aux faces de l'élément de volume $\delta\rho$, $\rho\,\delta\varphi$, δz la relation d'Ampère (la circulation de la force magnétique est égale à 4π fois le courant) nous obtenons pour les composantes (P, R) de la force électrique

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -C^2 \frac{\partial H\rho}{\rho\,\partial z}, \qquad \frac{\partial R}{\partial t} = C^2 \frac{\partial H\rho}{\rho\,\partial \rho},$$

de sorte que $H\rho$ joue le rôle d'une fonction solénoïdale; tandis que la relation de Faraday donne également

$$\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial \rho} = -\frac{\partial H}{\partial t}.$$

L'équation caractéristique pour H est donc

$$\frac{\partial}{\partial \rho}\,\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial}{\partial \rho}\rho H + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{C^2}\,\frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

ou, en représentant par ∇^2 l'opérateur de Laplace,

$$-\frac{H}{\rho^2} + \nabla^2 H = \frac{1}{C^2}\,\frac{\partial^2 H}{\partial t^2}.$$

(¹) Ce qui suit est, pour la plus grande partie, adapté d'un Mémoire *De l'influence magnétique sur les spectres, et de la radiation des ions en mouvement* (*Phil. Mag.*, décembre 1897).

Mais on a une réduction plus commode en posant $H = \frac{\partial Y}{\partial \rho}$, et négligeant une dérivation par rapport à ρ, qui n'a aucune influence sur l'équation; on a ainsi

$$\nabla^2 Y = \frac{1}{C^2} \frac{d^2 Y}{dt^2}.$$

Champ d'un doublet vibrant. — Nous pouvons maintenant donner une expression générale de la perturbation émise par un doublet électrique placé à l'origine le long de l'axe des z, et vibrant de telle sorte que son moment M soit une fonction arbitraire du temps. Vis-à-vis des points voisins, où le champ est immédiatement établi, le doublet peut être traité comme un élément de courant linéaire d'intensité $\frac{dM}{dt}$; tout à côté de cet élément, dans son plan équatorial, la force magnétique qui en émane est $-r^{-2}\frac{dM}{dt}$ (1). La forme convenant à Y dans ce cas très simple est

$$Y = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{C}\right),$$

de sorte que l'on a

$$H = -\sin\theta \left[\frac{f\left(t - \frac{r}{C}\right)}{r^2} + \frac{f'\left(t - \frac{r}{C}\right)}{rC}\right],$$

qui se réduit à

$$H = -\frac{f(t)}{r^2}$$

quand θ est égal à $\frac{\pi}{2}$ et r très petit; donc $\frac{dM}{dt} = f(t)$. C'est-à-dire que, si le mode de variation du moment du doublet oscillant est de la forme $\frac{dM}{dt} = f(t)$, la force magnétique qui en résulte au point r, θ est

$$H = -\sin\theta \left[\frac{f\left(t - \frac{r}{C}\right)}{r^2} + \frac{f'\left(t - \frac{r}{C}\right)}{Cr}\right] = \sin\theta \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{C}\right).$$

Le second terme de H est négligeable près de l'origine pour les mouvements qui ne sont pas excessivement soudains, parce qu'il contient en dénominateur la vitesse C de radiation; mais, à une distance suffisante, il devient le terme principal.

---

(1) Ceci, par suite d'une inadvertance, se rapporte à un système d'axes à gauche; dans le système ordinaire de Maxwell, à droite, il faudrait changer les signes de Y, H, P, R.

Les composantes du champ magnétique dû à un doublet vibrant à l'origine et ayant comme vecteur de direction (l, m, n) sont donc, aux points très voisins du doublet,

$$(mz - ny, nx - lz, ly - mx)\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{r}f\left(t - \frac{r}{C}\right),$$

où

$$\frac{dM}{dt} = f(t);$$

les composantes du champ magnétique, c'est-à-dire de la perturbation, émanant d'un système quelconque d'oscillateurs électriques vibrant suivant une loi donnée, peuvent donc être exprimées par une formule générale d'intégration. Nous n'avons plus maintenant qu'à chercher l'effet de l'établissement soudain du doublet $M = eV\,\delta t$ à l'origine; on y arrive en intégrant pendant la très faible durée de cet établissement; on a une mince pellicule sphérique de force magnétique qui se propage avec une vitesse C; la force totale sur cette pellicule, obtenue en intégrant entre ses deux surfaces limites, est *exactement* $-Mr^{-2}\sin\theta$ à toute distance, quelle que puisse être son épaisseur qui dépendra naturellement du temps vrai demandé par l'établissement du doublet; ceci résulte de ce que l'intégrale du second terme de H est nulle, $\frac{dM}{dt}$ étant nul au début et à la fin de l'opération. La quantité totale de force magnétique propagée dans la pellicule sphérique est donc la même que la quantité de force magnétique constante émise pendant le temps δt par un élément de courant constant d'intensité $\frac{M}{\delta t}$ ou eV; et, de fait, il est clair qu'il doit en être ainsi, si nous considérons une naissance soudaine de cet élément de courant, et si nous nous souvenons que son champ magnétique s'établit de lui-même en se répandant tout autour avec la vitesse de radiation, dès que l'élément est formé.

La force magnétique produite à l'instant t et à une distance r par un ion en mouvement dépend donc de l'état de l'ion à l'instant $t - \frac{r}{C}$; pour des points *voisins* elle est dans le plan perpendiculaire à r, à angle droit avec la projection v de la vitesse V de l'ion sur ce plan, et égale à $\frac{eV}{r^2}$. Interprétons maintenant la force magnétique comme la vitesse de l'éther; pour des vibrations dont la longueur d'onde dans l'éther libre est très grande comparativement aux dimensions de l'orbite de l'ion dans la molécule, le chemin décrit par un point lié à

l'éther et très voisin du vibrateur sera dans le plan perpendiculaire au rayon vecteur r, et semblable à la projection sur ce plan de l'orbite de l'électron, mais tourné d'un angle droit.

Type de la radiation émise; grandeur des longueurs d'onde réelles. — Plus loin de l'ion, la loi de variation de la force magnétique avec la distance est $\frac{eV}{r^2} + \frac{eV'}{Cr}$, au lieu de $\frac{eV}{r^2}$. Donc, à une distance égale à un grand nombre de longueurs d'onde, la courbe de vibration de la radiation réelle, qui est constituée comme nous l'avons vu par une pellicule pulsante de radiation pour chaque impulsion particulière $eV'\,\delta t$, est semblable à la projection de l'hodographe de l'orbite de l'ion sur le front de l'onde, et non à la projection de l'orbite elle-même.

On voit donc que, si les mouvements orbitaux intérieurs à la molécule sont constitués de façon que le vecteur $(\Sigma eV')$, somme des accélérations de tous les électrons, chacune prise avec son signe, soit constamment nul, la molécule n'émettra pas de radiation, ou en émettra très peu, et par conséquent ce mouvement constant sera permanent. La condition qui doit être ainsi satisfaite pour qu'il n'y ait pas de dissipation par rayonnement limite le nombre des types de mouvements internes qui, constants par ailleurs, peuvent être permanents : par exemple, dans le mouvement orbital de deux électrons d'égale inertie et de charges opposées tournant l'un autour de l'autre, les accélérations se renforcent au lieu de se détruire, de sorte que ce type simple n'est pas une conformation moléculaire permanente possible, bien qu'il soit facile de construire d'autres types constants qui seraient possibles.

Puisque la vibration d'un point voisin de l'éther est semblable à la projection sur le front de l'onde de la résultante ou de l'ensemble des vibrations des électrons dans la molécule, et puisque la vibration en un point éloigné est semblable à la projection sur le front de l'onde de l'ensemble des mouvements de leurs points hodographiques, on voit que les périodes intrinsèques de radiation sont celles du système d'ions qui les engendre.

Si la longueur d'onde n'était pas très grande en comparaison de la grandeur de la molécule, un retard de phase troublerait sensiblement ces résultats, et la vibration bien que périodique ne serait plus une vibration harmonique simple; en conséquence, chaque raie spectrale serait accompagnée, plus ou moins, par son système d'harmoniques.

Cas d'un doublet vibrant de Hertz. — On peut vérifier cette expres-

sion de la radiation émanée d'un système d'électrons en mouvement, en l'appliquant au cas simple, traité par Hertz dans sa discussion mathématique des oscillateurs électriques, d'un vibrateur électrique rectiligne de position fixe dans lequel le moment électrique oscille harmoniquement entre les valeurs $+El$ et $-El$, avec une longueur d'onde λ_1 et par conséquent une période $\frac{\lambda_1}{C}$: d'après ces résultats, la radiation par demi-période est $\frac{\pi^4 E^2 l^2}{3\left(\frac{\lambda_1}{2}\right)^3}$ (1).

On obtient la radiation par unité de temps en divisant par $\frac{1}{2}\frac{\lambda_1}{C}$, ce qui donne $\frac{16\pi^4 E^2 l^2 C}{3\lambda_1^4}$. Si l'on considère maintenant deux charges électriques $+e$ et $-e$ qui se suivent l'une l'autre sur un cercle de diamètre l de manière à être toujours en des points opposés, elles équivalent à deux oscillateurs de Hertz placés dans des plans rectangulaires. Pour chacune de ces charges la quantité d'énergie rayonnée par unité de temps est $\frac{2}{3}e^2 C^{-1} V'^2$ (paragr. suiv.) où $V' = \frac{1}{2} l \left(\frac{2\pi C}{\lambda}\right)^2$; si nous les considérons ensemble, l'énergie est quadruplée puisqu'elles ont même phase, tandis qu'elle serait simplement doublée si leurs phases variaient arbitrairement avec le temps; on a donc en tout $\frac{32 e^2 l^2 \pi^4 C^3}{3\lambda^4}$, ce qui concorde avec le résultat précédent si l'on se souvient que e, évalué en unités électromagnétiques, est égal à $\frac{E}{C}$.

Il importe de noter que si, d'après la théorie de lord Rayleigh, l'énergie totale émise par une série de radiateurs à changements de phase arbitraires est en moyenne la somme des énergies émises par chacun d'eux en particulier, ce principe ne doit pas être appliqué aux électrons d'une molécule, dont les phases ont entre elles des relations définies pendant chacun des intervalles où la radiation n'est pas troublée.

Radiation d'un seul électron. — Bien que chaque molécule dans son ensemble soit garantie contre la perte de son énergie par radiation quand le vecteur somme des accélérations de ses électrons est constamment nul, il faut encore examiner jusqu'à quel point l'énergie de

(1) H. Hertz, *Untersuchungen über die Ausbreitung der Elektrischen Kraft.*, p. 160. — Le λ de Hertz représente $\frac{\lambda_1}{2}$.

mouvement d'un électron isolé peut lui être enlevée de ce fait.

Grâce à la propriété que possède $H\rho$ d'être une fonction solénoïdale, les variations dans l'unité de temps des composantes de la force électrique, suivant δr et $r\,\delta\theta$, sont respectivement

$$\frac{C^2}{\rho}\frac{\partial H\rho}{r\,\partial\theta} \quad \text{et} \quad -\frac{C^2}{\rho}\frac{\partial H\rho}{\partial r}$$

en posant $\rho = r\sin\theta$; elles ont donc pour valeurs

$$-2C^2\cos\theta\left[\frac{f\left(t-\frac{r}{C}\right)}{r^3}+\frac{f'\left(t-\frac{r}{C}\right)}{C^2 r}\right],$$

et

$$-C^2\sin\theta\left[\frac{f\left(t-\frac{r}{C}\right)}{r^3}+\frac{f'\left(t-\frac{r}{C}\right)}{C r^2}+\frac{f''\left(t-\frac{r}{C}\right)}{C^2 r}\right];$$

on aura la valeur de la force électrique en intégrant ces expressions par rapport au temps (¹).

A une très grande distance cette force électrique (aussi bien que la force magnétique) est perpendiculaire à r, et égale à

$$-\frac{1}{r}\sin\theta\, f'\left(t-\frac{r}{C}\right);$$

le flux d'énergie résultant de la perturbation est ainsi radial. Dans le cas d'un ion e se mouvant avec la vitesse V, $f(t)$ est égal à eV, et dans $f\left(t-\frac{r}{C}\right)$ la fonction f prend en un point quelconque, à une distance r de la source, la valeur qu'elle avait à la source même à une époque antérieure de $\frac{r}{C}\cdot$ La vitesse de la perte d'énergie par radiation peut être évaluée, d'après la formule de Poynting, comme le quotient par 4π du produit des forces électrique et magnétique précédentes, intégré sur une sphère infinie (²) : c'est donc

$$\frac{1}{4\pi r^2 C}\left[f'\left(t-\frac{r}{C}\right)\right]^2\int\sin^2\theta\, dS, \quad \text{ou} \quad \frac{2}{3}\frac{e^2}{C}V'^2,$$

(¹) Cette force est naturellement superposée au champ électrique originel de la charge en mouvement.

(²) Le flux de radiation près de l'électron peut être examiné en détail, comme Hertz l'a fait dans le problème semblable d'un vibrateur linéaire. Les deux cas sont équivalents *au point de vue des effets cinétiques,* car un électron positif oscillant autour de l'origine devient un doublet vibrant quand un électron négatif égal est placé *à poste fixe* à l'origine.

où V' est l'accélération de l'électron à une époque antérieure de $\frac{r}{C}$. Cette expression représente donc la quantité d'énergie qui s'éloigne et qui est perdue par le système dans l'unité de temps, la vitesse de l'électron étant comme d'ordinaire considérée comme d'un ordre inférieur à la vitesse de radiation.

Quand l'électron partant du repos acquiert une vitesse V, il y a donc, grâce à la radiation, une perte d'énergie égale à $\frac{2}{3}\frac{e^2}{C}\int V'^2 dt$. Si son mouvement est uniforme, il n'y a pas de perte; s'il est uniformément accéléré, la vitesse de déperdition est constante.

Les forces électrique et magnétique à une grande distance sont toutes deux proportionnelles à l'accélération de l'électron à une époque antérieure de $\frac{r}{C}$, et indépendantes de sa vitesse; de plus nous pouvons combiner les composantes de son mouvement dans des directions fixes; il suit généralement de là que pour un électron isolé la vitesse de déperdition de l'énergie par la radiation est égale au produit de $\frac{2}{3}\frac{e^2}{C}$ par le carré de son accélération.

La quantité d'énergie cinétique de l'électron est de l'ordre de $\frac{3}{2}\frac{e^2}{a}V^2$, où a représente les dimensions linéaires de son noyau, et égale à cette quantité si le noyau est sphérique. Ainsi, la perte d'énergie par radiation pour un mouvement orbital quelconque, uniforme dans l'intervalle de deux perturbations, ne serait sensible dans aucun cas, en comparaison de l'énergie cinétique intrinsèque totale, si les vitesses des électrons ne sont pas de l'ordre de grandeur de la vitesse de radiation; tandis que pour des vitesses plus grandes l'importance de la radiation est, de toute façon, en partie contrebalancée par l'accroissement du coefficient d'inertie qui intervient alors.

Il n'émane pas de radiation des molécules non troublées. — Les équations de l'éther étant linéaires se prêtent à la superposition des solutions. Si donc un électron a pris dans l'éther un mouvement quelconque, la perturbation qui en résulte est constituée par la superposition de pellicules sphériques de force magnétique dues comme ci-dessus aux différents éléments de la trajectoire du noyau en mouvement. Si sa vitesse est extrêmement grande, et comparable à celle de la radiation, ces enveloppes tendront à s'accumuler en avant et à se raréfier en arrière; la distribution des forces électrique et magnétique qui convient à la propagation en avant se trouvera mo-

difiée de ce fait, et il en résultera une projection en arrière d'ondes secondaires, de sorte que chaque pellicule de perturbation se diffusera en avançant, au lieu de conserver une épaisseur constante; mais à toutes les vitesses réalisables, cet effet sera de faible importance, et finira par disparaître dans un état de mouvement uniforme.

Quand un électron d'abord au repos est mis en mouvement, ces pellicules de force magnétique se succèdent et se propagent à partir de lui avec la vitesse de radiation. Quand le mouvement est devenu uniforme et rectiligne, l'énergie (par unité de surface) dans chacune d'elles diminue au fur et à mesure qu'elle s'éloigne (elle est toujours inverse au carré du rayon), et devient ainsi négligeable au bout d'un certain temps. Cela ne peut se produire que si l'on admet l'idée d'un transfert continu d'énergie, l'énergie des pellicules qui se succèdent étant en partie (et en fait complètement dans le cas actuel) tirée de celles qui sont en avant, au lieu d'être complètement empruntée au noyau en mouvement : il faut en effet se souvenir que les quantités d'énergie, dépendant du carré des vitesses, ne peuvent pas s'ajouter simplement comme les vitesses elles-mêmes. Il s'ensuit également qu'il ne peut jamais y avoir, du fait de la radiation, d'action sur le mouvement d'un électron qui se déplace avec une vitesse constante.

L'énergie d'une pulsation isolée se conserve. — Si l'on n'avait affaire qu'à la création soudaine d'un doublet électrique ou à un petit déplacement soudain d'un électron, il y aurait une seule pellicule de force magnétique qui se propagerait dans le milieu, et dont l'énergie resterait nécessairement constante. C'est que l'on peut vérifier pour la partie cinétique (et de même pour la partie potentielle) en intégrant le carré de la force magnétique H à travers l'épaisseur de la pellicule. La valeur complète de H à la surface d'une sphère de rayon r, si l'électron en mouvement était, à une époque antérieure de $\frac{r}{C}$, au centre de la sphère, est

$$-\sin\theta\left(\frac{eV}{r^2}+\frac{eV'}{Cr}\right);$$

le second terme s'annule dans l'intégration de H entre les deux faces de la pellicule de radiation, parce que $\int V'\,dt = 0$, mais il sera prépondérant dans l'intégrale de H^2 si r est grand, et donnera la valeur

$$\frac{1}{Cr^2}\int C\left(\frac{dM}{dt}\right)^2 dt,$$

ou

$$\frac{e^2}{Cr^2}\int V'^2\,dt$$

qui peut être exprimée comme le produit de $\frac{e^2\tau}{Cr^2}$ par le carré moyen de l'accélération de l'électron pendant le temps τ que dure son mouvement. En intégrant sur toute l'étendue de la pellicule de radiation, on a pour résultat, comme plus haut,

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{C}\int V'^2\,dt,$$

qui est indépendant de r, de sorte que l'énergie de la pellicule se conserve pendant son mouvement d'expansion.

Ainsi, un électron se déplaçant d'un mouvement uniforme ne rayonne pas du fait de son mouvement, et n'éprouve pas de résistance, tandis que des variations soudaines de vitesse, par exemple l'arrêt brusque d'un électron animé d'un mouvement rapide, engendrent des pellicules de radiation intense.

Établissement d'un champ constant. — En d'autres termes, quand un électron est mis en mouvement, il émet un courant de radiation qui dure tant que sa vitesse s'accélère : quand sa vitesse est devenue constante, il n'émane plus de lui d'énergie radiante, bien que les pellicules de radiation déjà formées continuent à se propager plus loin dans l'éther en repos, laissant derrière elles le champ magnétique constant formé au moment même et dû au mouvement uniforme de l'électron : mais ce champ, qui s'établit ainsi à la manière d'une traînée ou d'un résidu de la pellicule de radiation engendrée par le début du mouvement de l'électron, ne contient pas lui-même d'énergie en quantité sensible, sauf au voisinage immédiat de l'électron [1]. Il est important de se représenter objectivement ce mode de formation du champ magnétique dû à une perturbation électrique locale, parce qu'il fournit la réponse à une objection élevée contre l'attribu-

---

[1] De même, quand un électron en mouvement s'arrête, son champ magnétique est détruit par la pellicule de radiation qui émane de lui du fait du ralentissement de sa vitesse. Même s'il était complètement arrêté, l'énergie cinétique de son champ ne disparaîtrait pas tout entière sous forme de radiation. Choquant contre une paroi matérielle, il déplacerait les électrons de la paroi; leur réaction pourrait le dévier, ou bien il pourrait être englobé parmi eux; et une grande partie de l'énergie se dissiperait en chaleur dans leurs mouvements irréguliers. Mais il ne peut pas y avoir destruction de la quantité de mouvement par le choc.

tion à l'électron d'une inertie ordinaire, à savoir qu'il faudrait à partir de l'origine du mouvement un temps infini pour que l'éther environnant pût atteindre l'état stationnaire correspondant à ce mouvement; voici la réponse : pratiquement, toute l'énergie du champ constant lié ainsi au mouvement est au voisinage immédiat de l'électron, où le champ s'établit immédiatement, de sorte qu'il n'y a pas, en réalité, de retard dans la réaction de la perturbation de l'éther sur l'électron, comme il y en aurait s'il fallait attendre après chaque variation de la vitesse que les parties éloignées du champ troublé se fussent adaptées aux nouvelles conditions.

APPENDICE E [1].

L'ÉLECTRODYNAMIQUE DES COURANTS CONSTANTS EXIGE LA THÉORIE DES ÉLECTRONS.

Si l'on considère un courant comme formé d'éléments de courant physiques de la forme $(u, v, w)\,\delta\tau$, l'énergie associée à un élément de volume $\delta\tau$, existant dans le champ ambiant et dépendant de l'élément, est

$$T = (F u + G v + H w)\, d\tau.$$

La force pondéromotrice agissant sur l'élément sera dérivée d'une fonction potentielle d'énergie $-T$, en faisant varier les coordonnées de la charpente matérielle : en fait, elle se composera, par unité de volume, d'une force

$$\left(u\frac{\partial F}{\partial x} + v\frac{\partial G}{\partial x} + w\frac{\partial H}{\partial x},\quad u\frac{\partial F}{\partial y} + v\frac{\partial G}{\partial y} + w\frac{\partial H}{\partial v},\quad u\frac{\partial F}{\partial z} + v\frac{\partial G}{\partial z} + w\frac{\partial H}{\partial z}\right),$$

et d'un couple

$$(vH - wG,\quad wF - uH,\quad uG - vF),$$

la première dérivant d'un déplacement virtuel de translation, la seconde d'une rotation virtuelle de l'élément. Nous pouvons simplifier cette équation en prenant dans l'élément $\delta\tau$ l'axe des z parallèle au courant, ce qui annule u et v; nous avons alors une force

$$\left(w\frac{\partial H}{\partial x},\quad w\frac{\partial H}{\partial y},\quad w\frac{\partial H}{\partial z}\right)$$

et un couple

$$(-wG, wF, 0).$$

[1] Extrait de *Phil. Trans.*, 1895, A, p. 698-700.

D'après la formule d'Ampère-Maxwell, il n'y aurait qu'une force perpendiculaire au courant, définie par la formule générale

$$(vc - wb,\quad wa - uc,\quad ub - va),$$

qui devient, dans notre système particulier d'axes coordonnés,

$$\left[-w\left(\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial x}\right),\quad w\left(\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial z}\right),\quad 0\right].$$

Le système auquel nous avons été conduits diffère donc de celui d'Ampère-Maxwell par une force

$$\left(w\frac{\partial F}{\partial z},\quad w\frac{\partial G}{\partial z},\quad w\frac{\partial H}{\partial z}\right)$$

et un couple

$$(-wG,\ wF,\ 0),$$

qui équivalent à des forces agissant aux extrémités de chaque élément linéaire de courant; ces forces ont pour valeur numérique, à chaque extrémité, (wF, wG, wH) par unité de section droite, et sont positives à l'extrémité avant, négatives à l'extrémité arrière. Elles sont donc de la nature d'une tension interne dans le milieu, s'équilibrent d'elles-mêmes pour tout *circuit* fermé, et, par conséquent, ne modifient pas les forces résultantes agissant sur l'ensemble du conducteur et dues au champ dans lequel il se trouve. Si l'on se place au point de vue de Maxwell, elles constitueraient un complément équilibrant la tension localisée dans le conducteur, et qui, d'après les formules, équivaut au système des forces électrodynamiques.

D'après la formule d'Ampère-Maxwell, la force sur un élément d'un conducteur linéaire conduisant un courant lui est perpendiculaire, de sorte que la tension le long du conducteur est constante, tant que l'on envisage cette force. La traction dans la direction du courant qui résulte de la tension complémentaire signalée plus haut introduirait une tension additionnelle, égale au produit du courant par la composante du potentiel vecteur dans sa direction, et qui d'ordinaire n'est pas constante tout le long du circuit; elle peut faire l'objet d'une recherche expérimentale avec les conducteurs liquides, car elle déterminerait des différences de pression hydrostatique. Il y aurait aussi un effort additionnel de cisaillement transversal qui se révélerait de lui-même dans les expériences sur les conducteurs solides avec contacts glissants.

En particulier, ces forces additionnelles devraient se manifester dans l'espace qui entoure un circuit magnétique fermé, où la force ordinaire

d'Ampère s'annule parce que le champ magnétique est nul; dans ce cas (F, G, H) peut être interprété comme la force totale d'impulsion électrique induite en chaque point par la fermeture du circuit. Le professeur G.-F. Fitz Gerald a imaginé une expérience dans laquelle on observait minutieusement l'effet produit sur un mince filet de mercure parcouru par un courant intense et réuni à un circuit magnétique complet, par la fermeture et la rupture du circuit. On n'observa pas de mouvement, tandis que, lorsque le circuit magnétique était incomplet, les forces ordinaires d'Ampère étaient très marquées.

D'après l'analyse qui précède, les deux types de forces devaient avoir le même ordre de grandeur dans ce cas : le résultat de l'expérience est donc contraire à la théorie. Le résultat a été également négatif dans une expérience dans laquelle le professeur O.-J. Lodge se proposait de constater de petites variations de niveau le long de la surface supérieure d'un mince filet cylindrique de mercure au moyen d'une méthode interférentielle fondée sur le principe des anneaux de Newton : quand on fermait le circuit, la section du fil devenait plus voisine d'un cercle, grâce aux attractions mutuelles des divers filets du courant, mais il n'y avait pas de modification dans le sens de sa longueur ([1]).

([1]) Suit une vérification du fait que l'on peut déduire le même résultat de l'expression donnée par Neumann et Helmholtz de l'énergie électrocinétique mutuelle de deux éléments de courant, soit

$$i_1\,\delta s_1\,i_2\,\delta s_2\left[\frac{\cos(\delta s_1\,\delta s_2)}{r_{12}}+\frac{d^3 f(r_{12})}{ds_1\,ds_2}\right].$$

Mais en ce qui concerne les éléments de l'électrodynamique ordinaire, qui impliquent des vitesses et des alternances faibles comparées à celles du rayonnement, l'énergie peut être considérée comme entièrement liée aux électrons, et l'on peut déduire tout ce que l'on voudra de l'expression

$$e_1 v_1 e_2 v_2\left[\frac{\cos(ds_1\,ds_2)}{r_{12}}+\frac{1}{2}\,\frac{d^2 r_{12}}{ds_1\,ds_2}\right]$$

de l'énergie mutuelle de deux électrons e_1 et e_2 se mouvant avec les vitesses v_1 et v_2 dans les directions ds_1 et ds_2 (*Cf. Phil. Trans.*, 1894, A, p. 812). Cela conduirait, pour la force électrique (force agissant sur un électron) à une valeur différente de celle que donne la formule de Weber $\frac{1}{2}e_1 e_2 r_{12}^{-1}\left(\frac{dr_{12}}{dt}\right)^2$; mais on aurait les mêmes résultats (*Cf.* MAXWELL, *Treatise*, § 856-860) pour la force électromotrice totale induite poussant un courant autour d'un circuit, et pour la force magnétique sur un élément de conducteur conduisant un courant.

EXTRAITS DE DIFFÉRENTS MÉMOIRES

PUBLIÉS PAR PHILIPP LENARD.

I. — SUR LES RAYONS CATHODIQUES DANS LES GAZ A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE ET DANS LE VIDE ABSOLU (¹).

Traduit de l'allemand par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik, t. LI, 1894, p. 225.

1. ....Différant de la lumière par leur faculté de traverser certains corps solides, les rayons cathodiques sont arrêtés dans un tube à vide lorsqu'ils rencontrent la paroi de verre. Mais qu'arriverait-il si la paroi était rendue transparente aux rayons cathodiques?

Une réponse expérimentale à cette question ne parut plus impossible, du jour où Hertz fit voir que des feuilles métalliques ordinaires, même en triple ou en quadruple épaisseur, sont parfaitement transparentes aux rayons cathodiques. Il est vrai que les feuilles sont délicates et ne sont jamais exemptes de trous, ce qui les rend peu propres à notre usage; toutefois ce n'est pas par les trous, mais par le corps même des feuilles, que passent les rayons cathodiques.

C'est ainsi qu'une feuille d'aluminium ordinaire se montre encore très perméable, même sur quinze épaisseurs, surtout avec des rayons cathodiques convenablement choisis. Je me suis procuré des feuilles d'aluminium un peu fortes, d'épaisseur différente, et dans le nombre il s'en trouva une capable de tenir la pression atmosphérique sur une surface restreinte exempte de trous, et pourtant à peine huit fois plus épaisse que l'aluminium battu du commerce. Cette feuille était susceptible de faire fermeture étanche et transparente dans un tube à vide, et de laisser passer les rayons cathodiques à l'air libre. On ne pouvait prévoir si ceux-ci franchiraient effectivement ce passage. Les

(¹) Comme toutes les figures ont été diminuées au moment de la composition dans le rapport de 1 à 0,74, il faut corriger dans le même rapport les indications *grandeur naturelle,* etc.

expériences qui suivent ne laissent aucun doute à ce sujet. Une fois produits, les rayons cathodiques peuvent se propager à l'air libre, et cela sur des longueurs de l'ordre du décimètre.

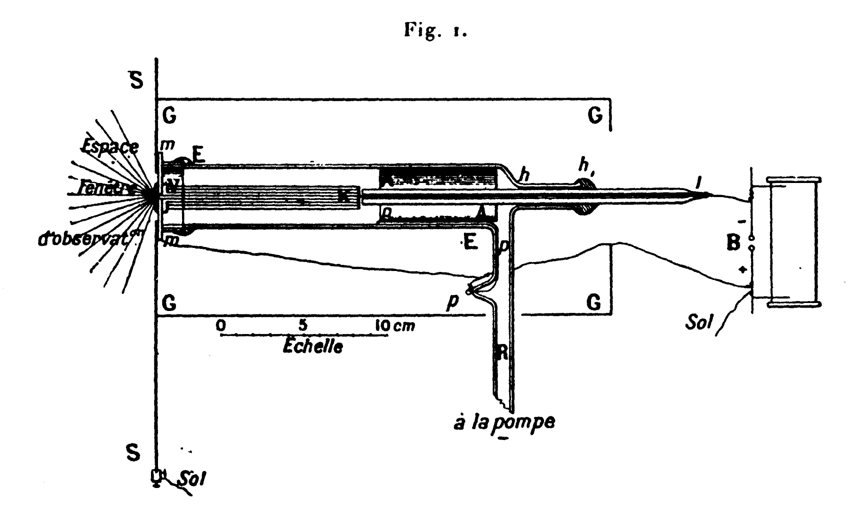
L'observation des rayons n'est donc plus confinée au tube à vide; on peut les étudier dans l'air libre et dans différents milieux. Chose importante, la production et l'observation sont rendues indépendantes, on peut varier les conditions de celle-ci sans toucher à celle-là.

Il y a un intérêt particulier à laisser pénétrer les rayons dans le vide absolu, où ils ne peuvent se produire; on peut réaliser ainsi l'expérience fondamentale qui, dans le cas du son, de la lumière, a permis de décider si les phénomènes se passent dans l'éther ou dans la matière. Comme on le verra, le vide n'est pas un obstacle à la propagation des rayons. Ils le traversent sans affaiblissement sur une longueur de plusieurs mètres. Par là ils se révèlent comme un phénomène résidant dans l'éther, d'autant plus intéressant que nous ignorons encore beaucoup des propriétés de ce milieu.

L'appareil.

2. Après des modifications successives de presque toutes les parties du tube à vide, celui-ci reçut la forme représentée en coupe longitu-

Fig. 1.

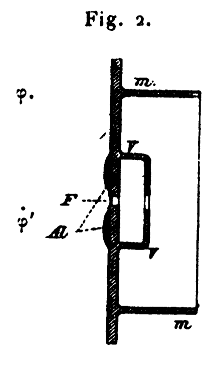


dinale par la *fig.* 1, EE (1). K est la cathode, un disque d'aluminium de

(1) Toutes les parties du tube de décharge et de l'enveloppe sont représentées exactement en grandeur naturelle (*cf.* l'échelle annexée), l'écran SS est seul un peu trop petit. La bobine d'induction est seulement indiquée.

12^{mm} de diamètre, fixé à une longue tige entièrement entourée d'un tube de verre épais K*l* soudé en *l*. Le tube de verre est ajusté au col hh_1 du tube à vide et est mastiqué en h_1. L'anode AA est un morceau de tube de laiton qui s'adapte exactement au tube à vide et laisse dépasser de 12^{mm} la tige qui porte la cathode. Le fil de platine *ppp* fixe l'anode à sa place et sert de conducteur. Il est soudé au tube R qui va à la trompe. En face de la cathode, le tube à vide est hermétiquement clos par un chapeau métallique et un mastiquage. Ce chapeau est représenté *fig.* 2 en grandeur naturelle. Il est percé

Fig. 2.



en son milieu, en F, d'un trou de $1^{mm},7$ de diamètre, dont les bords sont bien arrondis et sur lequel la feuille mince d'aluminium A*l* (1) est assujettie par du mastic (2). Nous appelons *fenêtre* cette paroi parfaitement transparente aux rayons cathodiques et parfaitement opaque à la lumière; l'espace qui se trouve sur la figure à gauche de

(1) 1^{cm^2} de cette feuille pèse $0^g,000715$, son épaisseur est donc de $0^{mm},00265$ (7,7 fois l'épaisseur des feuilles d'aluminium battu ordinaires); elle est donc facile à manier et à découper avec des ciseaux. C'est de l'aluminium *battu une fois* des fabriques de métaux battus (la feuille d'aluminium ordinaire est battue deux fois), et il est par suite facile de s'en procurer dans ces fabriques, en tant que produit intermédiaire. Cependant toutes ces fabriques n'en fournissent pas de suffisamment dénué de trous. La seule espèce utilisable (parmi trois) que je possède provient d'une source inconnue. De la feuille deux fois aussi épaisse, qui peut être employée avec presque autant de succès, est un peu plus facile à se procurer sous forme utilisable (par exemple chez J. Trump, batteur d'or, à Nuremberg, Steinbühlerstrasse). Des trous laissant passer l'air sont toujours visibles à la loupe par transparence avec un éclairage intense; on peut donc les éviter.

(2) Comme mastic j'emploie pour la fenêtre de la glu marine (1 de goudron de bois + 2 de résine + 1 de gutta-percha), pour les autres mastiquages de la cire à cacheter et par-dessus de la glu marine. La cire à cacheter présente à la longue des cassures, la glu marine seule passerait, sous l'influence de la pression atmosphérique, à travers les joints.

la fenêtre est l'espace d'observation. D'après son mode de fixation, la fenêtre est en bon contact métallique avec le chapeau, lequel, ainsi que l'anode, est mis au sol. Pour empêcher la fenêtre d'agir elle aussi comme anode, ce qui pourrait l'endommager, on a placé devant elle à l'intérieur du tube l'écran V, qui ne laisse libre qu'une ouverture de 3^{mm} environ pour le passage des rayons cathodiques. Le tube à vide est entouré d'une boîte en fer-blanc GG à laquelle se raccorde par devant le grand écran SS qui ne laisse libre que l'ouverture de la fenêtre et est ainsi du côté de l'espace d'observation. Cette boîte et cet écran mis au sol protègent l'espace d'observation contre les influences lumineuses et électriques de la décharge.

Le degré le plus favorable de raréfaction est atteint quand la différence de potentiel entre les électrodes correspond à une étincelle d'environ 3^{mm} entre sphères métalliques à l'air. Pour pouvoir contrôler cette distance explosive et le degré du vide, le micromètre à étincelles B (*fig.* 1) est mis en dérivation sur le tube à vide. La distance explosive augmente très vite quand la pression diminue. Aux vides moins avancés qu'on ne vient de dire, il y a bien production de rayons cathodiques, mais ceux-ci passent moins bien au travers de la fenêtre; aux vides trop avancés on risque d'endommager le tube. La bobine employée avec un interrupteur à mercure (donnant six interruptions environ par seconde) et quatre accumulateurs, pouvait donner 15^{cm} d'étincelles entre boules. Le tube à vide restait en relation avec la trompe, une trompe de Geissler à mercure, car bien que le vide se maintînt parfaitement quand l'appareil était au repos, la pression remontait sensiblement pendant le fonctionnement, et il fallait refaire le vide de temps en temps. Par précaution, on ne faisait fonctionner l'interrupteur que les quelques secondes nécessaires à une observation, pour éviter l'échauffement de la fenêtre. Voici maintenant les observations.

Rayons cathodiques dans l'atmosphère libre.

3. Les rayons cathodiques produisent dans l'air une luminescence diffuse. Une lueur bleuâtre entoure la fenêtre; cette lueur est vive surtout près de la fenêtre, et ne se termine pas nettement vers le dehors; elle ne s'étend pas à plus de 5^{cm} de la fenêtre. A chaque décharge la lumière semble jaillir de la fenêtre dans toutes les directions en s'étalant; elle n'est pas assez vive pour pouvoir s'étudier au spectroscope. La fenêtre elle-même reste sombre, au moins quand elle est neuve. Par l'usage elle finit aussi par s'illuminer faiblement, irrégulièrement,

seulement par points. Une fois apparue, cette luminescence bleuâtre ou verdâtre revient régulièrement.

4. Les corps phosphorescents, mis au voisinage de la fenêtre, s'illuminent du côté qui regarde cette dernière de la couleur qui leur est propre. La lumière de l'air et de la fenêtre disparaît complètement à côté de la luminescence éclatante des phosphores alcalino-terreux (sulfures), du spath et du verre d'urane. Lorsqu'on s'éloigne de la fenêtre le phénomène diminue rapidement d'intensité. Il disparaît à une distance de 6^{cm} à 8^{cm}. La distance seule détermine l'intensité de la luminescence, l'orientation est sans influence. Par exemple, la phosphorescence d'un fragment de spath est la même s'il se trouve en φ ou en φ' (*fig.* 2). Si l'on tient un écran phosphorescent plan (¹) perpendiculairement contre la fenêtre, de façon que son bord touche le bord de la fenêtre, la lueur très vive à la fenêtre se dégrade régulièrement en tous sens.....

La couleur et l'éclat relatif de la luminescence sont ici les mêmes que ceux qu'on observe dans les tubes à vide sous l'influence des rayons cathodiques.....

Suit la description de nombreux cas particuliers.

5. Tous les phénomènes de phosphorescence constatés dans l'espace d'observation cessent si un aimant approché du tube à vide dévie les rayons cathodiques de la surface de la fenêtre; la fenêtre et l'air aussi restent alors obscurs.

7. Une lame de quartz pas trop petite d'un demi-millimètre d'épaisseur, placée n'importe où entre la fenêtre et le corps phosphorescent, éteint la luminescence; une feuille d'aluminium, d'or ou d'argent ordinaire la laisse subsister sans affaiblissement sensible. La lame de quartz intercepte aussi la luminescence de l'air; en regardant par dessus, on trouve bien que l'air luit entre la fenêtre et le quartz, mais non derrière le quartz. Les feuilles métalliques, au contraire, n'interceptent pas non plus la luminescence de l'air; elle est très nette même au delà de ces feuilles, qui restent sombres. L'opacité de la lame de quartz employée et la transparence des feuilles métalliques sont caractéristiques des rayons cathodiques, par opposition à la

(¹) Un très bon écran de ce genre est constitué par du papier de soie imprégné de pentadécylparatolylcétone, qui est transparent.....

lumière. Mais nous ne pouvons conclure que le quartz est plus opaque que les métaux aux rayons cathodiques, à cause de la grande inégalité des épaisseurs; des tôles de métal de $0^{mm},5$ d'épaisseur se montrent aussi opaques que la lame de quartz. Je n'ai trouvé aucun corps solide qui, sous des épaisseurs de cet ordre, ait eu une transparence sensible. Par contre toutes les substances pouvant s'obtenir en couches minces se sont montrées plus ou moins transparentes.....

Exemples de ce fait : papier, verre, collodion, etc.

En partant de l'aluminium battu et en augmentant l'épaisseur, nous arrivons jusqu'à une tôle d'aluminium très résistante de $0^{mm},027$ d'épaisseur, qui est encore notablement transparente. La tôle et l'écran phosphorescent doivent seulement être tenus très près de la fenêtre. Des tôles de fer très minces et du papier d'étain ordinaire, tous deux de $0^{mm},02$ d'épaisseur, se comportent de même. Si deux ou plusieurs écrans transparents sont interposés entre la fenêtre et le corps phosphorescent (on a fait l'expérience avec une pellicule de verre, une feuille d'aluminium et une feuille d'or), la luminescence de celui-ci reste la même, quels que soient l'ordre et la position des écrans.....

8. L'atmosphère est un milieu trouble pour les rayons cathodiques. Ils ne s'y propagent pas en ligne droite, mais d'une manière diffuse. Si un écran phosphorescent se trouve placé parallèlement à la fenêtre, à 3^{cm} de distance par exemple, et si l'on introduit lentement une paroi opaque, par exemple une lame de quartz de $0^{mm},5$, entre la fenêtre et l'écran, on ne voit plus sur celui-ci qu'une ombre fondue sur les bords.....

Étude détaillée de cette propagation diffuse.

9. Les rayons cathodiques ont une action photographique. Du papier sensible tenu près de la fenêtre noircit presque aussi vite qu'à la lumière diffuse d'un jour nuageux; une lame de quartz fait écran parfait. Des plaques sensibles placées même à distance assez grande de la fenêtre noircissent complètement en quelques secondes. On peut donc remplacer l'écran phosphorescent par une plaque photographique. La figure 3 est la reproduction d'un cliché de ce genre. La couche sensible, comme le fait voir la figure 4, était à moitié recouverte d'une lame de quartz QQ de $0^{mm},5$ d'épaisseur, et transversalement on avait placé en double la feuille d'aluminium Al. Si

la lumière seule avait agi, l'image aurait dû être donnée par la figure 4; la figure 3 en est bien différente. Ce n'est pas la feuille d'aluminium, mais la lame de quartz qui a donné l'ombre noire. Cette ombre est un peu moins foncée dans le quadrant IV (comparer

Fig. 3. Fig. 4.

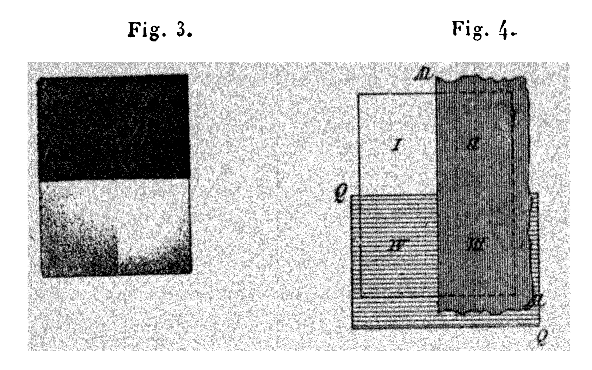


fig. 4, I, II, etc.); ceci est dû à la luminescence de l'air; cet effet manque complètement dans le quadrant III, qui est recouvert à la fois par le quartz et l'aluminium. Les rayons cathodiques ont une action infiniment plus intense que l'air, comme le fait voir la moitié supérieure de la figure 3. On n'y voit qu'une indication très vague de l'ombre de la feuille double d'aluminium, quadrant II. La figure 3 n'est d'ailleurs qu'une reproduction fidèle de ce que montre directement un écran phosphorescent (¹).....

Autres exemples d'actions photochimiques.

10. Les effets précédents se produisent tout aussi bien, si l'on fait pénétrer les rayons cathodiques, à travers la fenêtre d'aluminium, dans une chambre métallique entièrement close et formant écran électrostatique. On peut donc séparer les rayons cathodiques du champ électrique qui leur a donné naissance.

11. Les corps électrisés perdent leur charge dans le champ d'observation. — Une plaque métallique isolée, placée dans le voisinage de la fenêtre, par exemple un disque d'aluminium de 17^{mm} de diamètre, ne prend, sous l'influence du rayonnement, aucune charge que l'on puisse apprécier avec un électroscope d'Exner sensible. Si, au contraire, la plaque a reçu préalablement une charge positive ou négative, les feuilles de l'électroscope retombent immédiatement. Il n'y a rien

(¹) Déjà E. Goldstein a observé les actions photochimiques des rayons cathodiques dans les tubes à vide (*Monatsb. d. Berl. Akad.*, p. 84, 1880).

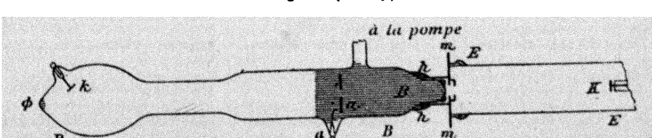
de changé à tout cela quand la plaque et l'électroscope sont entourés d'une cage conductrice reliée à la fenêtre et formée d'une toile à mailles très serrées. La plaque de quartz de $0^{mm},5$ d'épaisseur, déjà souvent employée, supprime l'effet lorsqu'on la place contre la fenêtre, et cela seulement quand elle recouvre celle-ci entièrement. Une feuille d'aluminium n'intercepte pas l'effet. En écartant les rayons cathodiques avec un aimant suffisamment fort placé près du tube de décharge, on empêche l'effet. Écartons le disque d'aluminium jusqu'à 8^{cm} de la fenêtre, c'est-à-dire jusqu'à la limite de la phosphorescence visible : l'effet est à peine diminué. Il est encore très appréciable même à 30^{cm} de la fenêtre. Il est supprimé par l'interposition de la main entre la fenêtre et la plaque. La décharge brusque de la plaque au voisinage de la fenêtre ne commence à se ralentir un peu que par l'adjonction d'une bouteille de Leyde de dimensions moyennes. J'ai observé l'effet de décharge même dans l'air raréfié. On n'a pas décidé s'il s'agit ici d'une action des rayons cathodiques sur la surface de la fenêtre traversée par les rayons ou sur l'air, ou enfin sur la plaque irradiée. La dernière hypothèse est assurément peu vraisemblable aux grandes distances.

Rayons cathodiques dans le vide.

12. Si l'on fait le vide le plus parfait possible dans un tube de décharge, la décharge électrique ne le traverse plus; il est impossible de produire des rayons cathodiques dans le vide absolu. Il est par suite tout aussi impossible de trancher avec un tube de décharge ordinaire la question de savoir si la présence de la matière est également nécessaire à la propagation des rayons. Mais, si nous transférons le vide absolu du tube de décharge dans l'espace d'observation, l'expérience correspondante devient réalisable.

..... L'appareil comporte un tube de verre BB mastiqué sur la paroi du tube de décharge EE qui porte la fenêtre, et capable de recevoir les rayons catho-

Fig. 5 (1 : 4).



diques produits par le premier tube. Ce second tube est indépendant du premier et l'on peut y faire le vide comme dans le premier. Si d'abord on

laisse les deux tubes en communication, on constate que les rayons cathodiques sortant du premier pénètrent dans le vide déjà fort avancé du second et viennent y former sur la paroi une tache phosphorescente φ déplaçable par un aimant. En même temps leur diffusion diminue.

Après l'expulsion de la plus grande partie de l'air, qui fonctionne comme milieu trouble, les rayons sont donc devenus à peu près rectilignes, et se sont propagés presque sans diminution d'intensité jusqu'à des distances bien plus grandes (30^{cm}). Ils se comportent aussi vis-à-vis d'un aimant tout à fait comme le font les rayons cathodiques dans les tubes de décharge ordinaires pour la même raréfaction.

L'intérêt principal de l'expérience est de savoir si, en continuant à faire le vide dans l'espace d'observation, il se produira une inversion, comme elle se produirait si l'on faisait un vide plus avancé dans le tube de décharge, autrement dit, si oui ou non la phosphorescence du verre diminuera de nouveau d'intensité et finira par disparaître. Pour en décider, isolons donc maintenant le tube de décharge de la pompe, et continuons à faire le vide dans l'espace d'observation seul. Relions en même temps la bobine d'induction aux électrodes a et k de l'espace d'observation, pour voir si l'on atteint ici réellement la raréfaction où cette inversion se produit. Ce n'est qu'au bout de bien des heures que le dégagement de gaz produit par les décharges approche suffisamment de sa fin pour que le choc sec du mercure contre le robinet de la pompe indique que l'on est arrivé à l'extrême limite du vide. En même temps la décharge entre a et k commence à s'interrompre, la phosphorescence du verre sous la cathode k n'apparaît que par intermittence et seulement par place, et bientôt la décharge ne se produit plus que par l'extérieur, sous forme d'étincelles qui se ramifient entre a et k le long de la paroi du verre. L'espace d'observation est maintenant vidé au point que l'inversion s'est produite, qu'il est impossible d'y produire des rayons cathodiques. Si maintenant nous établissons de nouveau les connexions habituelles entre la bobine d'induction et le tube de décharge, les apparences dans l'espace d'observation sont malgré cela restées invariablement les mêmes. Seule la luminescence bleuâtre de l'air entre les électrodes fait maintenant défaut, l'intérieur de l'espace d'observation paraît tout à fait obscur; la tache phosphorescente à l'extrémité du tube n'en est que plus facile à observer. Elle est peut-être un peu plus nettement délimitée que précédemment, mais assurément pas moins brillante..... *La déviation par l'aimant est aussi restée la même en direction et en grandeur.*

S'il est par suite impossible de produire des rayons cathodiques dans le vide, celui-ci n'est cependant pas un obstacle à leur propagation. Ils n'ont amené du reste avec eux aucune quantité mesurable de gaz dans l'espace d'observation; le vide dans celui-ci se trouve être, après l'expérience, rigoureusement le même, car la décharge refuse toujours de passer entre *a* et *k*, et le choc du mercure dans la pompe est le même que précédemment.

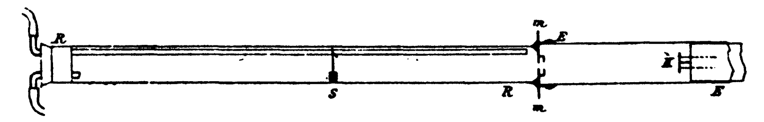
13, 14. ..... Répétition de la même expérience dans des conditions plus parfaites. La propagation des rayons cathodiques dans le vide absolu est rigoureusement rectiligne sur plus de 1^m de longueur.

Rayons cathodiques dans des gaz différents.

15. La transparence de gaz différents pour les rayons cathodiques est très variable; elle est en rapport avec la densité des gaz. Si l'on fait passer un courant de gaz d'éclairage entre la fenêtre et un écran phosphorescent, on observe que ce dernier s'éclaire d'une manière sensible, même s'il est assez loin de la fenêtre pour être encore obscur dans l'air pur. Si l'on veut rétablir l'obscurité en présence du courant de gaz, il faut éloigner l'écran davantage. La transparence de ce gaz, si opaque pour l'infra-rouge comme pour l'ultra-violet, s'est montrée surprenante.

Si l'on remplit tout l'espace d'observation du gaz à étudier, les expériences deviennent plus nettes, et la distance limite de l'écran où la luminescence commence à disparaître donne alors une mesure relative de la transparence du gaz en question. Pour faire cette expérience, on a mastiqué le tube de verre RR (*fig.* 6), de 40^{cm} de long et 3^{cm}

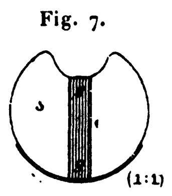
Fig. 6.



de large, contre la fenêtre. Il est fermé à l'autre bout par un bouchon percé de deux trous, par où passent deux tubes de verre, l'un court, l'autre long, comme sur la figure. Les gaz lourds sont introduits par le tube inférieur (court), les gaz légers par le tube supérieur (long), jusqu'à ce que l'air soit complètement expulsé; à partir de ce moment, pendant le cours d'une expérience, tous les gaz pénètrent par le tube long, pour être plus sûr d'avoir un gaz pur entre la fenêtre et l'écran.

L'écran S ([1]) peut se déplacer magnétiquement; la figure 7 le fait voir en grandeur naturelle vu de la fenêtre. De ce côté il est entièrement recouvert de feuilles d'aluminium, pour éviter toute erreur due à la lumière et particulièrement à la phosphorescence du tube à vide. Le revêtement d'aluminium est encore recouvert d'une lamelle de

Fig. 7.



mica opaque *gg*. On observe l'écran du côté opposé à la fenêtre qui est à nu; on le déplace et on l'expose aux rayons alternativement jusqu'à ce que l'ombre noire de la lamelle de mica et par suite la luminescence générale de l'écran soit sur le point de disparaître. Cette position limite s'obtient avec une netteté surprenante; 1^{mm} plus près de la fenêtre, on voit déjà sur l'écran des traces de l'ombre du mica.

Pour que les résultats soient comparables, il faut naturellement une intensité initiale constante pour les rayons cathodiques sortant de la fenêtre, par suite, des conditions de production constantes Parmi celles-ci, il faut surtout faire attention au degré de vide du tube de décharge ([2]); ce vide fut réglé de telle sorte qu'on avait un flux constant d'étincelles entre les boules B (*fig.* 1), placées maintenant d'une manière permanente à 3^{cm} de distance. Ces conditions restèrent les mêmes pour toutes les expérienees suivantes, sauf les cas où le contraire est indiqué.

Les distances de l'écran, amené à distance limite de la fenêtre, sont lues sur une bande de papier divisée, fixée sur un tube; elles sont désignées dans le Tableau suivant sous le nom de *longueur des rayons* (moyenne) pour les différents gaz.

Gaz.	Densités.	Longueur des rayons.
		cm
Hydrogène	1	29,5
Azote	14,0	6,5
Air atmosphérique	14,4	6,0
Oxygène	16,0	5,1
Acide carbonique	22,0	4,0
Acide sulfureux	32,0	2,3

([1]) Papier au pentadécylparatolylcétone.

([2]) La force électromotrice des accumulateurs qui alimentaient la bobine était très constante, on les contrôlait à intervalles réguliers par une lampe à incandescence.

Les gaz sont rangés par ordre de densité croissante. Comme on le voit c'est aussi l'ordre d'absorption croissante. Aux grandes différences de densité correspondent de grandes différences dans la longueur des rayons, et aux petites différences de densité entre l'azote, l'air atmosphérique et l'oxygène ne correspondent que de petites différences. Mais ces petites différences existent réellement. Je m'en suis assuré par des comparaisons répétées des trois gaz. Le gaz d'éclairage rentrait lui aussi dans la série, car il donnait lieu à des rayons bien plus longs que l'azote, mais beaucoup moins longs que l'hydrogène. Il n'y avait pas de différence importante à signaler, suivant que l'air atmosphérique était ou n'était pas débarrassé de poussières, d'acide carbonique et de vapeur d'eau, ou qu'on l'observait en mouvement ou en repos.

Tous les gaz sont illuminés par les rayons cathodiques comme l'air (3). La lumière est ici encore limitée au voisinage de la fenêtre, et, dans l'hydrogène, par exemple, ne parvient pas à beaucoup près aussi loin que l'action de phosphorescence; dans l'acide carbonique et l'acide sulfureux, le faisceau lumineux est très court et par suite un peu plus clair que dans les gaz moins absorbants. Je n'ai pas trouvé de différence de couleur pour les différents gaz, mais l'appareil n'était pas propre à les mettre en évidence à cause de la phosphorescence vive du verre. La luminescence beaucoup plus visible de la fenêtre demeurait invariablement la même, conformément à l'explication qui a été donnée ci-dessus (4). Le revêtement d'aluminium de l'écran restait obscur à toute distance et dans tous les gaz.

16. Quand le vide augmente, la transparence des gaz croît; aux vides très avancés, les différences entre les gaz disparaissent. Nous jugeons toujours de la transparence par la longueur des rayons.

Vérifié dans l'air et dans l'hydrogène : dans l'air par exemple la longueur des rayons passe de $2^{cm},35$ à 733^{cm} quand la pression diminue depuis 760^{mm} jusqu'à $0^{mm},001$.

17, 18. Les gaz sont d'autant moins illuminés par les rayons cathodiques qu'ils sont plus raréfiés. Les différents gaz sont à des degrés différents des milieux troubles; ils sont d'autant plus troubles qu'ils sont moins transparents. Étude très détaillée de la luminescence des gaz aux diverses pressions.

19. Le trouble n'est déterminé que par la densité du milieu gazeux; différents gaz deviennent également troubles, s'ils sont

amenés à avoir la même densité par changement de pression. On a pu s'étonner précédemment, en comparant les rayons dans les différents gaz, de voir qu'aucun gaz ne présente de propriété caractéristique, spécifique. Différents gaz ne différaient pas plus qu'un seul et même gaz sous différentes pressions. S'il en est vraiment ainsi, on doit pour chaque gaz pouvoir trouver une pression pour laquelle la propagation dans ce gaz est exactement la même que dans un autre gaz quelconque sous une pression donnée. Si par exemple nous raréfions suffisamment le gaz sulfureux, il devra présenter les mêmes phénomènes que l'hydrogène à la pression ordinaire.... En d'autres termes, à masse égale, les gaz ont tous la même opacité.

Le Tableau suivant renferme trois séries de nombres. L'écran phosphorescent est à une distance invariable de la fenêtre; entre eux est interposé un diaphragme situé à distance différente de la fenêtre dans chaque série. Les gaz sont rangés par ordre de netteté des taches qu'ils fournissent.

	1. — Diaphragme à $2^{cm},5$ de la fenêtre.	
Gaz.	Pression.	Densité (H^2 $760^{mm} = 1$).
Air	385^{mm}	7,3
SO^2	180	7,6
CO^2	180	5,2
O^2	180	3,8
N^2	180	3,3
SO^2	86	3,6
SO^2	42	1,8
CO^2	39,2	1,2
H^2	754	1,0
O^2	40	0,87
N^2	41,6	0,78
Air	40	0,76
H^2	335	0,44
SO^2	9	0,38
CO^2	10,2	0,30
H^2	167	0,22
Air	10,2	0,19
H^2	88	0,12
H^2	41,2	0,056

2. — Diaphragme à 5^{cm} de la fenêtre.

Gaz.	Pression.	Densité (H^2 760^{mm} = 1).
	mm	
SO^2	3,8	0,16
CO^2	3,2	0,093
O^2	3,3	0,070
H^2	42,2	0,056
Air	2,9	0,055
N^2	3	0,055
H^2	3,3	0,0044

3. — Diaphragme à 10^{cm} de la fenêtre.

Gaz.	Pression.	Densité (H^2 760^{mm} = 1).
	mm	
CO^2	0,50	0,015
SO^2	0,50	0,021
H^2	3,3	0,0044
O^2	0,65	0,014
N^2	0,45	0,0085
H^2	0,67	0,00086

20. Les rayons cathodiques d'espèce différente se diffusent inégalement. — Jusqu'ici nous avons toujours maintenu constantes autant que possible les conditions de production (**15**), c'est-à-dire étudié les rayons cathodiques d'une seule espèce déterminée. En particulier, la pression dans le tube à vide était toujours telle qu'on avait un flux d'étincelles entre les boules B de la figure 1 distantes de 2^{cm},8. Si nous diminuons la pression du tube à vide, sans rien changer à l'espace d'observation, nous devons nous attendre d'abord à un accroissement d'intensité des rayons (**2**), par conséquent à une augmentation de la phosphorescence. Si les taches lumineuses augmentaient de diamètre, il ne faudrait pas s'en étonner, parce qu'elles sont limitées d'une manière très diffuse. L'augmentation pourrait n'être qu'apparente.

Mais c'est le contraire qui se produit. Tandis que l'éclat de la tache au centre augmente, il diminue sur les bords, la tache se rétrécit et ses bords deviennent plus nettement accusés. Si, inversement, nous augmentons la pression du gaz dans le tube de décharge, les taches deviennent non seulement plus sombres, mais encore bien plus

grandes et plus diffuses.... Ces apparences ont été fréquemment observées, au cours des expériences décrites plus haut (18), où l'on amenait le vide dans le tube de décharge au degré voulu. Je les ai suivies avec une attention toute particulière dans l'air sous une pression de 13^{mm}, l'hydrogène sous une pression de 167^{mm} et le gaz carbonique sous une pression de $39^{mm},2$: la longueur d'étincelle (B, *fig.* 1) correspondant à la raréfaction dans le tube de décharge variait de 2^{cm} à 4^{cm}.

Nous concluons que des rayons cathodiques qui sont produits sous diverses pressions possèdent à des degrés divers la propriété de propagation diffuse dans les gaz. Les rayons produits dans un vide peu élevé sont plus diffus que les rayons produits dans un vide plus élevé. Hertz avait déja remarqué ([1]) qu'il y a plusieurs espèces de rayons cathodiques « dont les propriétés varient continûment de l'une à l'autre, qui correspondent aux couleurs de la lumière, et qui se distinguent par leur faculté d'excitation de la phosphorescence, leur absorbabilité et leur déviabilité par l'aimant ».

De même que la propagation diffuse en général des rayons cathodiques dans les gaz, de même aussi le phénomène observé ici a son analogue optique bien connu : la lumière de courte longueur d'onde est beaucoup plus diffusée dans certains milieux optiquement troubles que celle de grande longueur d'onde.

21. D'après les propriétés ici observées pour les gaz, on peut conclure que les modifications de l'éther qui constituent les rayons cathodiques sont des modifications d'une telle petitesse, que les dimensions d'ordre moléculaire entrent en ligne de compte. Même vis-à-vis la lumière de la plus petite longueur d'onde connue, la matière se comporte encore comme si elle remplissait l'espace d'une manière continue; vis-à-vis des rayons cathodiques au contraire les gaz, mêmes simples, se comportent comme des milieux non homogènes; chaque molécule individuelle paraît jouer ici le rôle d'obstacle isolé. Les molécules de gaz font de l'éther un milieu trouble, et il est très remarquable qu'aucune autre propriété que leur masse seule n'entre ici en ligne de compte. La masse totale des molécules présentes dans l'unité de volume détermine entièrement le degré de trouble du milieu. Si l'on remplace les molécules de gaz par des particules plus grossières en suspension, et les rayons cathodiques par la

---

([1]) HERTZ, *Wied. Ann.,* t. XIX, 1883, p. 816.

lumière, on arrive à des phénomènes semblables; cependant les propriétés du milieu ne sont plus que difficilement déterminées par une seule donnée aussi simple.

II. — SUR LA DÉVIATION MAGNÉTIQUE DES RAYONS CATHODIQUES.

Traduit de l'allemand par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik und Chemie, t. LII, 1894, p. 23.

1. Si les rayons cathodiques traversent un champ magnétique, leur trajectoire ordinairement rectiligne s'incurve généralement; elle est déviée par l'aimant. La déviation dans un même champ magnétique n'est pas toujours de la même grandeur; dans un tube ordinaire de décharge, on la trouve d'autant plus grande que la pression du gaz est plus forte.

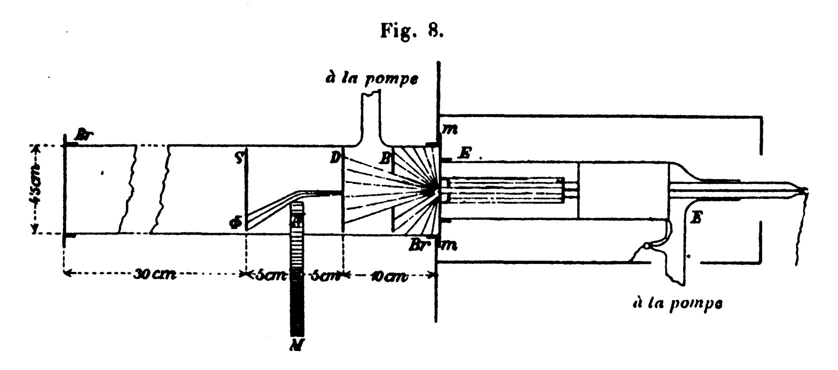
Par là les rayons cathodiques se comportent comme un courant de particules inertes chargées négativement, lancées par la cathode. Les trajectoires de semblables particules seraient en effet incurvées dans un champ magnétique, et même d'autant plus incurvées que leur vitesse serait plus faible ([1]), par conséquent, comme les rayons cathodiques, plus fortement incurvés dans des gaz plus denses et plus résistants que dans des gaz plus légers....

Les expériences montrent que la grandeur de la déviation magnétique n'est généralement pas influencée par le milieu dans lequel on observe les rayons; que, bien plus, la déviabilité d'un même genre de rayons reste toujours invariable dans tous les gaz, sous toutes les pressions, pour chaque intensité des rayons, et aussi, par conséquent, lorsque ceux-ci avaient à traverser une paroi métallique interposée. Elles démontrent, au contraire, que, sous des pressions différentes, se produisent des rayons cathodiques de genres différents, auxquels appartient une déviabilité différente.

([1]) STOKES, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXIV, 1876, p. 405 *f*. — RIECKE, *Wied. Ann.*, t. XIII, 1881, p. 191. — SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884, p. 332.

2. Nous produisons, pour nos expériences, des rayons cathodiques dans le tube de décharge déjà décrit précédemment ([1]) (EE, *fig.* 8), d'où ils entrent dans l'espace d'observation par la fenêtre d'aluminium F fermant hermétiquement. Cet espace est entouré du tube de verre B*r* qui s'applique d'une manière étanche contre la paroi *mm* qui

Fig. 8.



porte la fenêtre, et qui est relié à une pompe pneumatique à mercure. Le tube récepteur peut donc être rempli d'un gaz quelconque raréfié à volonté. Une seconde pompe à mercure fait le vide dans le tube de décharge. Dans l'espace d'observation, un diaphragme mobile D, muni d'une ouverture large de $1^{mm},9$, isole un mince faisceau de rayons qui fournit une tache lumineuse sur l'écran phosphorescent également mobile S. La position de cette tache est repérée sur une échelle qui se trouve sur l'écran même. Un aimant en fer à cheval NM, petit, mais puissant, est alors approché du tube dans une position déterminée, et on lit de nouveau la position de la tache : la déviation magnétique du rayon est mesurée par la différence des deux lectures. L'aimant est toujours approché du tube récepteur de façon que les branches de cet aimant comprennent le tube, comme l'indique la figure 8 (vue d'en haut); on admet que le pôle nord de l'aimant se trouve toujours au-dessus du tube et le pôle sud en dessous. Les rayons sont alors orientés vers Φ du côté de l'aimant; la déviation en sens contraire par l'inversion des pôles serait à peu près d'égale grandeur. L'aimant peut facilement et sûrement être de nouveau ramené toujours dans la même position, car la distance entre ses pôles est plus petite que le diamètre du tube récepteur; les deux pôles touchent

---

([1]) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LI, 1894, p. 225, traduit ci-dessus. La disposition est la même que dans le précédent Mémoire; le tube d'observation est seulement réduit à 50^{mm} de longueur.

donc le tube et cela en des points déterminés. D'ailleurs un léger déplacement ou une faible rotation de l'aimant dans n'importe quel sens, à partir de cette position déterminée, ne change pas sensiblement la grandeur de la déviation. De grands déplacements ont naturellement de l'influence. Déplaçons l'aimant le long du tube, de la position représentée par la figure 8 jusqu'à la paroi qui porte la fenêtre *mm*; la déviation croît d'abord lentement jusqu'à ce que l'aimant ait dépassé le diaphragme D, ensuite elle diminue; elle devient très petite quand l'aimant est arrivé à la paroi qui porte la fenêtre. Ce résultat s'explique si le champ magnétique intense est restreint à un petit espace, si, par conséquent, les rayons partant de la fenêtre dans toutes les directions ne sont déviés d'un angle déterminé que par leur passage devant l'aimant, mais en dehors de son champ se propagent presque rectilignement.

Les distances respectives, employées habituellement dans la suite, entre le diaphragme, l'aimant, l'écran et la fenêtre, sont celles indiquées dans la figure. S'il est question d'un déplacement, alors diaphragme, aimant et écran sont toujours déplacés de quantités égales, de façon que ces trois organes mobiles gardent toujours leurs positions relatives. Dans la plupart des cas, la lame B munie d'une ouverture large de 17^{mm}, était intercalée entre la fenêtre et le diaphragme. Cette lame n'a pas d'influence sur la tache phosphorescente ni sur sa déviation, mais elle élimine la faible illumination diffuse de l'écran qui se produirait sans cela, parce que le diaphragme ne touche pas tout à fait la paroi de verre.

3. Maintenons constantes les conditions de la production, et, en particulier, réglons la pression du gaz dans le tube de décharge, de façon que la longueur d'étincelle (¹) qui lui correspond soit constamment $2^{cm},8$.

Pendant qu'on observe la grandeur de la déviation de la tache phosphorescente dans le tube récepteur, on y raréfie l'air de 33^{mm} à $0^{mm},021$ de pression. Cette variation considérable de pression, presque cent fois plus grande que l'intervalle de pression pour lequel la déviation des rayons cathodiques avait jamais pu être observée antérieurement, ne produit pas le moindre changement appréciable dans la position de la tache déviée. On fit le vide à 13 degrés différents et chaque fois la grandeur de la déviation fut mesurée. Elle oscillait irré-

(¹) Précédent Mémoire, figure 1, B et passim.

gulièrement, de décharge à décharge, entre $9^{mm},5$ et $10^{mm},5$; des variations de même genre de décharge à décharge se produisaient même quand la pression du gaz restait constante dans le tube récepteur. Les pressions supérieures à 33^{mm} n'étaient pas utilisables; la tache phosphorescente dans le milieu trouble étant alors trop mal limitée et trop grande pour que sa position pût être fixée exactement.

4. Mais si inversement nous maintenons constante la pression du gaz dans l'espace d'observation et si nous faisons varier la pression du gaz dans le tube de décharge, on constate aussitôt une influence très sensible sur la position de la tache déviée. Le moindre changement de pression est appréciable; déjà une élévation ou un abaissement de quelques centimètres du niveau du mercure dans la pompe suffit pour déplacer la tache déviée. Cette même petite variation de pression dans le tube de décharge se répercute aussi sur la distance explosive qui correspond à cette pression. A une variation de cette distance explosive de 2^{cm} à 4^{cm} correspond une variation de la déviation de 12^{mm} à $8^{mm},5$. Un accroissement de pression du gaz dans le tube de décharge a donc pour conséquence un accroissement de la déviation et le sens de cette variation concorde avec celui observé dans les tubes ordinaires de décharge. Mais nous savons maintenant que la variation des déviations observées sous différentes pressions dans les tubes ordinaires de décharge a son fondement, non pas dans la variation du milieu dans lequel la déviation est observée, mais dans la variation des rayons eux-mêmes qui ont été produits sous différentes pressions de gaz.

5. Pour mieux établir que les déviations dans l'espace d'observation sont indépendantes du milieu, nous maintenons de nouveau constantes comme auparavant les conditions de la production, mais nous remplaçons maintenant l'air atmosphérique par de l'hydrogène dans l'espace d'observation. Sous une pression de 422^{mm} ce gaz devient juste assez transparent pour l'expérience. La déviation est de nouveau égale à 10^{mm} ($\pm 0^{mm},5$) comme dans l'air. Elle reste aussi invariablement la même pour des raréfactions progressives de l'hydrogène jusqu'à $0^{mm},012$ de pression. On a utilisé 20 pressions intermédiaires différentes.

De même dans l'oxygène et dans l'acide carbonique la déviation fut constante et égale à 10^{mm} pour toutes les pressions employées ($3^{mm},3$ jusqu'à $0^{mm},034$ dans l'oxygène, 10^{mm} jusqu'à 3^{mm} dans l'acide carbonique).

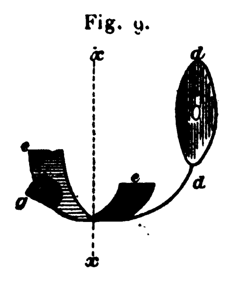
6. Les rayons conservent aussi la grandeur de leur déviabilité sur toute leur longueur. Nous le constatons en éloignant simultanément diaphragme, aimant et écran de plus en plus de la fenêtre dans des conditions toujours identiques par ailleurs, et en mesurant à chaque fois la grandeur de la déviation. Cette expérience fut exécutée dans l'hydrogène sous $37^{mm},5$ de pression, aux distances de 5^{cm} et 10^{cm} entre la fenêtre et le diaphragme; sous une pression de 12^{mm} et à 5^{cm}, 10^{cm}, 15^{cm}, 30^{cm} de distance; enfin, sous une pression de $1^{mm},5$, et à 5^{cm}, 15^{cm}, 30^{cm} de distance. La déviation resta toujours égale à 10^{mm}.

7. Les expériences faites jusqu'ici indiquaient déjà que la grandeur de la déviation est aussi indépendante de l'intensité des rayons. Car cette intensité était très différente dans les divers milieux traversés par les rayons et à des distances différentes de la fenêtre, à en juger aussi bien d'après la transparence différente de ces milieux constatée précédemment, que directement d'après l'éclat de la tache phosphorescente.

Pour vérifier encore spécialement cette indépendance, un écran d'aluminium fut intercalé contre la fenêtre dans l'espace d'observation. Cet écran pouvait être à volonté placé sur le parcours des rayons ou bien en être écarté. Dans le premier cas, les rayons émanant de la fenêtre devaient encore traverser la couche d'aluminium de l'écran, laquelle a $0^{mm},005$ d'épaisseur (épaisseur double de celle de la fenêtre, 15 fois l'épaisseur de l'aluminium battu), ce qui affaiblissait très sensiblement leur intensité; dans le second cas, cette intensité restait invariable comme ci-dessus. On observait alors la position de la tache déviée sur l'échelle de l'écran phosphorescent, l'écran d'aluminium étant alternativement interposé et enlevé, et l'on ne constata jamais aucun déplacement. L'expérience fut réalisée dans l'air sous une pression de $0^{mm},024$, dans l'hydrogène sous une pression de 20^{mm}, et dans l'oxygène sous une pression de $0^{mm},03$. La figure 9 donne (en perspective) la disposition de l'écran d'aluminium employé. *ee* est une bande de fer-blanc, *gd* est un fil qui est soudé transversalement, tous deux ont reçu la même courbure que le tube d'observation. Le fil métallique porte d'un côté l'écran opaque de tôle *dd*, percé d'une ouverture large de $1^{mm},7$, de l'autre côté, il porte le contrepoids *g*. L'ouverture *f* est (sur son revers) recouverte avec la feuille d'aluminium de l'épaisseur indiquée; elle se trouve à une hauteur telle qu'elle arrive à se placer exactement contre la fenêtre lorsque l'écran est glissé vers celle-ci à l'aide d'un aimant. Telle est

la position dans laquelle l'écran se trouve sur le parcours des rayons; si ce parcours des rayons doit devenir de nouveau libre, on tourne

Fig. 9.



l'écran de 90° autour de la ligne verticale *xx*. Quand on employait cet écran, la lame B (*fig* 8) était écartée.

On ne réussit donc pas généralement par une modification quelconque dans le tube récepteur à modifier la déviabilité des rayons dans des champs magnétiques donnés.

8. .... Répétition plus précise d'expériences du même genre comportant des mesures exactes. Le Tableau suivant renferme les résultats obtenus avec deux gaz différents, la tache étant déviée par un aimant multiple assez puissant; la position de la tache déviée est sensiblement indépendante de la pression et du gaz employé :

Gaz.	Pression.	Position de la tache.	Écart de la moyenne.
	mm	mm	mm
Air atmosphérique	31	33,9	+ 0,2
	15,4	33,5	− 0,2
	6,4	33,3	− 0,4
	3,5	33,7	0,0
	1,1	33,5	− 0,2
	0,16	33,8	+ 0,1
	0,10	33,7	0.0
	0,022	33,6	− 0,1
Hydrogène.............	332	33,1	− 0,6
	220	33,4	− 0,3
	149	34,1	+ 0,4
	108	33,9	+ 0,2
	50,5	33,6	− 0,1
	23,8	34,1	+ 0,4
	4,3	33,8	+ 0,1
	0,48	33,6	− 0,1
	0,020	33,8	+ 0,1

Moyenne de toutes les positions = 33,67.

Le Mémoire se termine par l'exposé de quelques particularités présentées par les taches phosphorescentes déviées.

III. — SUR L'ABSORPTION DES RAYONS CATHODIQUES.

Analysé par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik und Chemie, t. LVI, 1895, p. 255.

L'étude de l'absorption des rayons cathodiques sortis du tube de Crookes par divers milieux gazeux, liquides ou solides, conduit au résultat général suivant : le rapport entre le pouvoir absorbant et la densité est approximativement égal dans tous les milieux à une seule et même constante pour la même espèce de rayons cathodiques.

Soit r la distance de la fenêtre d'origine des rayons cathodiques, où leur intensité est J_0, au point du milieu extérieur où l'intensité des rayons est J. La loi qui relie J à J_0 sera de la forme

$$J = J_0 \frac{e^{-ar}}{r^2}$$

et a sera appelé *coefficient d'absorption du milieu*. La vérification de cette loi d'absorption et la mesure du coefficient a ont été faites dans divers milieux.

Les premières expériences ont été faites sur des *milieux gazeux*.

Soit i l'intensité des rayons au point où ils cessent exactement de produire la phosphorescence d'un certain écran (voir les précédents Mémoires) et soit r la distance de l'écran placé dans cette position à la fenêtre ; on aura

$$i = J_0 \frac{e^{-ar}}{r^2}.$$

Si l'expérience est répétée après avoir fait le vide dans l'espace d'observation, la même intensité limite i sera atteinte à une distance plus grande r_0 donnée par la formule

$$i = J_0 \frac{1}{r_0^2}.$$

On tire de là

$$a = \frac{2}{r}(\log r_0 - \log r).$$

En utilisant les résultats du Mémoire I (voir plus haut) on peut alors construire le Tableau suivant relatif à l'air et à l'hydrogène :

I. — Air atmosphérique.

Pression p.	Longueur des rayons r.	Pouvoir absorbant a.	Proportion transmise par 1cm $100e^{-a}$.	$\frac{a}{p}$.
mm	cm	cm^{-1}	pour 100	
760	2,35	3,43	3,2	0,00452
331	4,53	1,55	21,3	0,00467
165	8,38	0,661	51,6	0,00400
83,7	12,1	0,396	67,3	0,00473
40,5	17,1	0,235	78,5	0,00579
19,3	27,2	0,117	89,0	0,00604
10,0	49,5	0,0400	96,07	0,00400
2,7	73,0	0,0166	98,35	0,0061
0,78	107	0,00416	99,93	0,0053
0	$133,5 = r_0$	....	.....	———
			En moyenne.........	0,00502

II. — Hydrogène.

Pression p.	Longueur des rayons r.	Pouvoir absorbant a.	Proportion transmise par 1cm $100e^{-a}$.	$\frac{a}{p}$.
mm	cm	cm^{-1}	pour 100	
760	10,6	0,479	61,9	0,000630
335	21,1	0,175	82,0	0,000522
167	32,4	0,0873	91,64	0,000522
88	38,8	0,0637	93,83	0,000723
42,2	56,1	0,0309	96,96	0,000733
20,3	74,9	0,0154	98,47	0,000757
10,3	96,8	0,00664	99,33	0,000644
3,3	122	0,00149	99,86	0,00045
0	$133,5 = r_0$	....	.....	———
			En moyenne.........	0,000623

Étant donnée la difficulté des expériences, en particulier celle qu'il y a à maintenir constante la production des rayons cathodiques, on peut énoncer le résultat suivant : le pouvoir absorbant d'un gaz est proportionnel à sa pression, c'est-à-dire à sa densité. Ou encore : la même masse de gaz absorbe sous toute pression la même proportion de rayons cathodiques.

La loi même d'absorption a d'ailleurs été vérifiée dans le cas de l'air par une méthode directe.

Pour les autres gaz on s'est contenté de comparer leur coefficient d'absorption g à celui de l'air l en mesurant dans ces gaz et dans l'air pris sous la pression atmosphérique la *longueur des rayons* G et L, au moyen de l'écran phosphorescent. On aura alors, pour l'intensité limite des rayons dans les deux gaz,

$$i = J_0 \frac{e^{-gG}}{G^2} = J_0 \frac{e^{-lL}}{L^2}.$$

D'où

$$g = \frac{2}{G} \log \frac{L}{G} + l \frac{L}{G}.$$

Les résultats sont rassemblés dans le Tableau suivant :

DIFFÉRENTS GAZ SOUS LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE.

Gaz.	Poids moléculaire M.	Longueur des rayons dans l'air L.	Longueur des rayons dans le gaz G.	Pouvoir absorbant g.	$\frac{g}{M}$.
		cm	cm	cm^{-1}	
Hydrogène H^2	2,00	4,28	23,80	0,473	
		4,33	24,50	0,463	
		3,75	19,74	0,483	
		En moyenne		0,473	0,237
Gaz des marais CH^4	15,97	3,90	6,30	1,97	0,124
Ammoniaque NH^3	17,01	4,23	5,56	2,51	0,148
Oxyde de carbone CO	27,92	4,24	4,26	3,40	0,122
Gaz oléfiant (éthylène) C^2H^4	27,94	4,52	4,23	3,70	0,132
Azote N^2	28,02	5,03	5,40	3,18	0,113
Air atmosphérique	28,88			3,42	0,118
Oxygène O^2	31,92	4,75	4,15	4,01	0,126
Hydrogène sulfuré H^2S	33,98	3,92	3,27	4,22	0,124
Acide carbonique CO^2	43,89	5,60	3,95	5,04	0,115
Protoxyde d'azote N^2O	43,98	4,03	3,17	4,49	0,102
Acide sulfureux SO^2	63,90	4,33	1,93	8,51	0,133
				En moyenne	0,133

On voit que le coefficient d'absorption est, avec l'approximation des mesures, proportionnel à la densité du gaz. L'hydrogène seul présente une anomalie difficile à expliquer, mais dont l'existence est hors de doute.

Des expériences du même genre faites sur des *milieux solides*, à savoir sur des lames minces d'aluminium, d'or, d'argent, de cuivre, de collodion, de papier de soie, de verre, de mica, ont conduit à des résultats analogues : le pouvoir absorbant est toujours à peu près proportionnel à la densité. La connaissance du premier nombre exige la détermination de l'épaisseur des lames, qui se faisait en général par des pesées.

Le Tableau suivant résume tous les résultats obtenus et donnera une idée de l'exactitude avec laquelle se vérifie la loi énoncée en tête du Mémoire.

Substance.	Pouvoir absorbant.	Densité.	Pouvoir absorbant / Densité.
	cm^{-1}	g/cm^{-3}	g^{-1}/cm^{2}
Hydrogène sous 3,3 mm de pression.	0,00149	0,000000368	4040
Air atmos. sous 0,78 » .	0,00416	0,00000125	3330
Hydrogène sous 760 » .	0,476	0,0000848	5610
Air atmos. sous 760 » .	3,42	0,00123	2780
Gaz sulfur. sous 760 » .	8,51	0,00271	3110
Pellicule de collodion.............	3310	1,10	3010
Papier............................	2690	1,30	2070
Verre.............................	7810	2,47	3160
Aluminium.........................	7150	2,70	2650
Mica..............................	7250	2,80	2590
Fausse feuille d'or (cuivre)........	23800	8,90	2670
Argent............................	32200	10,5	3070
Or................................	55600	10,3	2880
		En moyenne.......	3200

IV. — DE L'ACTION ÉLECTRIQUE DES RAYONS CATHODIQUES SUR L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

Traduit de l'allemand par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIII, 1897, p. 253.

1\. ... Si l'on place dans l'espace d'observation devant la fenêtre d'aluminium d'un tube de décharge de l'espèce décrite précédemment ([1]), un corps électrisé et isolé, par exemple un disque métallique relié à un électroscope d'Exner constamment protégé contre le rayonnement, ce corps est presque immédiatement déchargé par les rayons.

Le signe de la charge est indifférent. Le phénomène a lieu même lorsque le corps électrisé est beaucoup plus éloigné de la fenêtre que la limite où la phosphorescence peut se produire. Dans des conditions les plus favorables, ce dernier effet ne pénètre pas au delà de 8^{cm}; à cette distance, il diminue très vite, presque soudainement; l'action électrique ne devient faible qu'à une distance de 30^{cm}. Il était donc

([1]) La différence de potentiel des électrodes correspond, dans toutes les expériences suivantes, à une distance explosive de 3^{cm} entre des boules dans l'air.

peu vraisemblable que la rapide décharge du corps à cette grande distance fût due à une action de rayons cathodiques arrivant jusque-là [1], et il restait à éclaircir d'où elle provenait. Or, les expériences suivantes montrent que c'est l'air irradié qui se trouve dans le voisinage de la fenêtre qui, se déplaçant vers le corps électrisé, y exerce l'action observée.

Si l'on empêche l'air qui se trouve dans le champ des rayons cathodiques de parvenir jusqu'au corps électrisé, la décharge rapide ne s'effectue pas en dehors de cette région assez nettement délimitée. L'explication tirée de ce phénomène, et qui se trouve confirmée, c'est que l'air traversé par les rayons cathodiques devient conducteur de l'électricité et qu'il conserve sa conductibilité encore quelque temps après que le rayonnement a cessé. Le déplacement de l'air devenu conducteur de la fenêtre au corps chargé s'explique par l'existence des forces électriques dues à la charge.

2. Un premier moyen d'empêcher que l'air parvienne de la fenêtre au corps électrisé, consiste à entourer ce dernier d'une enveloppe impénétrable à l'air. Nous choisissons à cet effet une boîte parallélépipédique de zinc à parois de $0^{mm},4$ d'épaisseur, et juste assez grande pour contenir l'électroscope d'Exner et un fil d'aluminium fixé au bouton de l'électroscope. La boîte et son contenu peuvent être déplacés ensemble devant la fenêtre. Le fil d'aluminium court d'abord horizontalement sur une longueur de plusieurs centimètres du bouton de l'électroscope vers la paroi de la boîte la plus voisine de la fenêtre, ensuite il monte verticalement sur une longueur de 8^{cm}. Cette extrémité du fil ainsi dirigée vers le haut n'est distante de la paroi que de $0^{cm},5$, et elle est destinée à recevoir les rayons. Dans ce but, cette paroi est munie d'une ouverture disposée de façon que les rayons rectilignes venant de la fenêtre puissent atteindre librement le bout vertical du fil, mais non l'électroscope. L'ouverture peut être fermée par des écrans divers. Si nous la laissons d'abord ouverte, le fil et l'électroscope sont ramenés par les rayons produits par une seule décharge de $\pm$ 200 volts à 0 ou presque 0 volt, même si la paroi de la boîte est éloignée de 10^{cm} de la fenêtre. Si l'ouverture est fermée par une plaque de verre de $1^{mm},5$ d'épaisseur, ou par une lame de zinc de $0^{mm},4$ d'épaisseur, aucune action ne se produit à l'intérieur de la boîte à toutes les distances de la fenêtre. Un morceau de carton de 1^{mm}

(1) P. LENARD, *Wied. Ann.*, t. LI, 1894, p. 241. Ce volume, p. 369.

d'épaisseur ne supprime pas totalement l'action; par une irradiation continue, on voit les feuilles de l'électroscope tomber lentement et cela de nouveau à toutes les distances jusqu'à 10^{cm}. Couvrons maintenant l'ouverture de manière à la fermer hermétiquement avec une feuille d'aluminium de 0^{mm},003 d'épaisseur (épaisseur de la fenêtre), que nous savons être très pénétrable pour les rayons cathodiques; le résultat est alors tout autre, en ce sens qu'il est différent selon que la distance entre la fenêtre et la paroi de la boîte est supérieure ou inférieure à 4^{cm}. Si la distance est inférieure à 4^{cm}, la décharge est instantanée, comme lorsque l'ouverture est découverte; est-elle supérieure à 4^{cm}, la décharge a lieu très lentement. Par exemple :

Distance entre la boîte et la fenêtre.	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	7,5	10 cm
Le potentiel tombe sous l'effet d'une décharge de + 200 volts à	0	0	0	92	150	160	178 volts

Quand la charge est négative, le résultat est en gros le même. La distance de 4^{cm} entre la boîte et la fenêtre, pour laquelle a juste encore lieu la décharge soudaine et totale, est précisément celle à laquelle les rayons cathodiques pénètrent encore dans l'intérieur de la boîte, comme on peut s'en convaincre facilement à l'aide d'un écran à la cétone ([1]), qui, placé dans la boîte derrière la feuille d'aluminium, n'est précisément éclairé que jusqu'à cette distance. Si l'on remplace l'écran à la cétone par un écran au platinocyanure de baryum, on constate que ce dernier est lui aussi extraordinairement lumineux tant que l'éloignement ne dépasse pas 4^{cm}, plus loin, il s'obscurcit. Toutefois, comme on le constate par une observation plus attentive, l'obscurcissement n'est pas tout à fait complet; une lumière faible continue à subsister jusqu'à d'assez grandes distances. L'écran au platinocyanure de baryum est sensible aux rayons découverts avec son aide par M. Röntgen, l'écran à la cétone est tout à fait insensible à ces mêmes rayons; il est très sensible seulement pour les rayons cathodiques très fortement déviables. Les fortes actions électriques observées dans la boîte appartiennent donc aux rayons cathodiques très déviables qui ont pénétré dans l'intérieur de la boîte, les influences faibles à de plus grandes distances aux rayons Röntgen existant en traces à côté des rayons cathodiques. On comprend facilement que notre appareil ne puisse nous fournir que des traces de ces derniers rayons. Car les rayons émis par la cathode ne rencontrent dans notre appareil aucun

([1]) Papier imprégné de pentadécylparatolylcétone.

obstacle fortement absorbant, qui puisse de son côté envoyer des rayons vers l'espace d'observation (¹); les rayons cathodiques ne traversent que la très mince fenêtre et l'air. Or ce sont les milieux fortement absorbants, comme l'a démontré M. Röntgen, qui transforment le plus énergiquement l'une des espèces de rayons dans l'autre.

3. Un autre moyen de maintenir l'air irradié à l'écart du corps électrisé est un puissant courant d'air. Nous plaçons maintenant devant la fenêtre l'électroscope et le fil d'aluminium déjà employés, sans les protéger. L'électroscope est de 10^{cm} plus éloigné de la fenêtre que l'extrémité du fil repliée vers le haut, sur laquelle on enverra les rayons. Encore plus loin de la fenêtre se trouve un ventilateur centrifuge, capable de diriger vers la fenêtre un courant d'air de 15^{cm} de largeur, passant sur l'électroscope et le fil d'aluminium. Si le ventilateur n'est pas en activité, il suffit de nouveau d'une seule décharge dans le tube producteur de rayons pour faire tomber le potentiel de sa valeur initiale 200 volts à 0 ou presque 0 volt, et cela à toutes les distances entre le fil et la fenêtre jusqu'à 10^{cm} et plus. Au contraire, quand le courant d'air est établi, la décharge complète ne s'effectue que dans les cinq premiers centimètres à partir de la fenêtre; au delà l'effet est très faible. Par exemple, le potentiel résiduel qui subsiste aux distances de 2^{cm}, 3^{cm}, 5^{cm}, 7^{cm}, 10^{cm} entre la fenêtre et le fil s'élève à 0, 0, 0, 174, 185 volts.

Les charges positive et négative se comportèrent encore de la même manière. La distance jusqu'à laquelle un écran à la cétone brille encore se trouve être également 5^{cm}. Il faut de nouveau attribuer à des traces de rayons Röntgen le faible effet observé à de plus grandes distances.

Si l'on place dans l'air immobile, entre la fenêtre et le corps électrisé, une lame de métal épaisse et pas trop petite, l'effet disparaît comme on pouvait s'y attendre; si l'on interrompt alors le rayonnement, et si l'on enlève avec précaution la lame de métal, il se produit une décharge lente de l'électroscope durant 10 secondes environ. On peut observer aussi un effet semblable, sans l'aide de la lame de métal, après une irradiation longue et continue, et cet effet est particulièrement régulier dans la boîte à paroi d'aluminium; il est seulement nécessaire, au moyen d'une bouteille de Leyde reliée au système

(¹) L'influence des rayons de Röntgen était négligeable dans toutes les expériences citées dans les Mémoires précédents. (*Note abrégée.*)

chargé, de ralentir assez la décharge pour qu'elle ne soit pas encore complète même après une longue irradiation. De telles expériences montrent directement que la modification de l'état de l'air subsiste encore un certain temps après l'irradiation.

4. L'air traversé par les rayons cathodiques contient des noyaux de condensation de la vapeur, il peut former des brouillards. C'est ce que l'on prouve facilement au moyen d'un jet de vapeur, d'après la méthode de Aitken et R. von Helmholtz ([1]). Si le jet de vapeur se trouve à une distance de $1^{cm},5$ de la fenêtre munie comme d'habitude d'un écran métallique relié au sol, l'action sur le jet est aussi forte qu'elle peut l'être; le jet tout entier apparaît blanc clair et semblable à un épais nuage. A la distance de 3^{cm} et de 4^{cm}, on constate également une action très puissante. A la distance de 5^{cm}, l'action varie de décharge à décharge, tantôt énergique par à-coups, et tantôt seulement très faible. A de plus grandes distances encore, jusqu'à 10^{cm}, on n'observe qu'une action extrêmement vague, quelquefois pourtant interrompue par un effet intense durant assez longtemps, ce dernier ne se produisant jamais qu'à la partie supérieure du jet. La distance limite 5^{cm} au-dessous de laquelle les effets de condensation intense ne font jamais défaut, est aussi la distance jusqu'à laquelle les rayons cathodiques agissent sur l'écran à la cétone. L'effet intense qui se produit quelquefois à distance plus grande doit être attribué à des perturbations dans l'air de la salle et à la circonstance que l'air garde quelque temps encore après le rayonnement son pouvoir de condensation comme sa conductibilité électrique. On constate ce fait lorsqu'on place le jet de vapeur, non plus comme jusqu'ici juste en face de la fenêtre, mais à 8^{cm} à 10^{cm} de côté et environ à 3^{cm} de distance de la paroi qui porte la fenêtre; l'action ne se produit pas alors, ou bien elle apparaît de nouveau irrégulièrement, sous forme de nuage, mais alors fortement; le jet de vapeur se trouve hors de la portée des rayons cathodiques. Si maintenant on souffle doucement avec la bouche devant la fenêtre du côté du jet, il se produit immanquablement une action intense. On empêche l'effet énergique qui se produit parfois sans qu'on souffle en plaçant perpendiculairement à la paroi qui porte la fenêtre un écran de verre ou de métal entre la fenêtre et le jet de vapeur.

([1]) AITKEN, *Trans. Roy. Soc. Edimb.*, t. XXX, 1881, p. 337. — R. v. HELMHOLT *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 1.

Quand le jet de vapeur se trouve de nouveau en face de la fenêtre, environ à 3^{cm} de celle-ci, si l'on interpose de la feuille d'aluminium mince entre ce jet et la fenêtre, l'effet n'est pas arrêté. A travers une lame d'aluminium de $0^{mm},3$ d'épaisseur, on n'observe que des traces d'action très faible, moins encore à travers un carton de $1^{mm},2$ d'épaisseur et presque rien à travers une lame de verre de même épaisseur....

M. A. Paulsen a établi une théorie de l'aurore boréale fondée sur les propriétés des rayons cathodiques (1); il y présume l'action condensatrice de ces rayons, et montre que les rayons de l'aurore boréale agissent réellement comme cause de formation des nuages.

V. — SUR LES PROPRIÉTÉS ÉLECTROSTATIQUES DES RAYONS CATHODIQUES.

Traduit de l'allemand par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIV, 1898, p. 279.

Depuis l'expérience de M. Perrin (2) sur la charge négative que les rayons cathodiques communiquent à un cylindre de Faraday placé dans le tube producteur des rayons, il parait vraisemblable que ceux-ci sont formés de particules d'espèce nouvelle douées d'inertie et transportant une charge négative. Il était bon cependant de vérifier ce résultat en recevant les rayons dans un vide complet, de manière à éviter toute objection provenant de la présence du gaz résiduel. C'est le but qui a été poursuivi dans ce travail, lequel renferme en outre l'étude de toutes les propriétés électrostatiques des rayons cathodiques. Il confirme et complète des résultats dont la priorité est acquise à MM. J.-J. Thomson (3) et W. Wien (4).

1. Les rayons cathodiques produits par un tube de décharge sortent par une fenêtre d'aluminium de $0^{mm},003$ d'épaisseur et de $1^{mm},8$ de diamètre (*cf.* le premier Mémoire) pour pénétrer dans un espace d'observation constitué par un tube de verre où l'on a fait le vide le plus complet qu'il soit possible d'at-

---

(1) PAULSEN, *Sur la nature et l'origine de l'aurore boréale* (Extrait des *Obs. de Godthaab*), Copenhague, 1894; *Bull. de l'Acad. Roy. des Sc.* de Danemark, 8 mars 1895.

(2) PERRIN, *Comptes rendus*, t. CXXI, 1895, p. 1130.

(3) J.-J. THOMSON, *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XLIV, 1897, p. 293.

(4) W. WIEN, *Verhandl. der phys. Gesell. zu Berlin*, t. XVI, 1897, p. 165.

teindre. La pression résiduelle totale est évaluée à 3×10^{-7} atmosphère. Les rayons traversent d'abord deux diaphragmes reliés au sol et placés à 3^{cm} et 6^{cm} de la fenêtre; ils arrivent ensuite sur une plaque d'aluminium isolée que l'on peut réunir à un électroscope d'Exner ou à un électromètre à quadrants. Cette plaque est enfermée dans une boîte métallique cylindrique dont la paroi antérieure percée d'une ouverture pour recevoir les rayons est à 8^{cm} de la fenêtre. L'espace d'observation est, du reste, électrostatiquement protégé. Si l'on produit la décharge, la plaque d'aluminium prend aussitôt une charge négative, qui ne se produit pas si l'on détourne les rayons de la fenêtre au moyen d'un aimant. Cette expérience, imitée de celle de M. Perrin, montre que les rayons cathodiques emportent avec eux, à travers une fenêtre d'aluminium, *et à travers le vide absolu* (où la décharge refuse de passer), une charge négative.

2. Pour les expériences qui suivent on a disposé dans l'espace d'observation un condensateur formé de deux plateaux rectangulaires placés parallèlement l'un à l'autre, de façon que le faisceau, après avoir d'abord traversé trois diaphragmes reliés au sol, passe symétriquement entre les plateaux, et cela parallèlement à leur plus long côté. Les plateaux sont longs de $4^{cm},05$, larges de $1^{cm},62$, et sont distants l'un de l'autre de $2^{cm},35$; les deux premiers diaphragmes sont exactement ceux qui ont été précédemment employés, le troisième est la paroi antérieure utilisée pour elle-même de l'enveloppe cylindrique dans sa position primitive; le milieu du condensateur se trouve à 5^{cm} de ce troisième diaphragme.

Nous nous assurons d'abord que le condensateur garde sans perte appréciable la charge électrique qui lui est communiquée, même lorsque les rayons le traversent transversalement, et lorsqu'il est assez fortement chargé pour que la différence de potentiel entre ses plateaux corresponde dans l'air à une longueur d'étincelles de plusieurs millimètres; il n'est du reste possible, en aucun cas, de faire passer une décharge électrique entre les plateaux. L'espace d'observation est donc, comme dans les expériences précédentes, complètement isolant, et reste tel, même quand il est traversé par les rayons. Pour les expériences présentes, l'un des plateaux du condensateur est relié à l'enveloppe communiquant au sol, laquelle entoure comme précédemment tout l'espace d'observation, l'autre plateau est relié à une petite machine à influence placée dans l'enveloppe.

Nous allons porter notre attention sur la manière dont se comportent les rayons dans le champ électrique du condensateur. Si celui-ci n'est pas chargé, le faisceau se dirige rectilignement vers l'extrémité du tube récepteur; si le condensateur est chargé, le fais-

ceau se recourbe, et cela toujours dans un sens tel que sa concavité soit tournée vers le plateau positif; la tache verte phosphorescente qui marque l'extrémité du faisceau se trouve maintenant sur la paroi latérale de l'espace d'observation, à quelque distance de la plaque positive du condensateur. Elle y reste fixe aussi longtemps que la charge du condensateur ne varie pas, elle se rapproche du plateau positif lorsque la charge est plus forte, elle s'en éloigne dans le cas contraire. Ainsi se trouve démontrée la déviation électrostatique des rayons cathodiques.

Les données quantitatives étaient les suivantes. La distance m de la tache phosphorescente au milieu du condensateur dépendait de la différence de potentiel P entre les plateaux du condensateur.

Différence de potentiel. P.	Champ électrique. F.	Position de la tache. m.	$mF = v^2 \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{s}{c}$.
volts	C.G.S. (magn.)	cm	$cm^{\frac{3}{2}} g^{\frac{1}{2}} sec^{-2}$
0	0	∞	»
4800	$20,9.10^{10}$	13,5	282.10^{10}
8400	$36,5.10^{10}$	8,8	321.10^{10}
11400	$49,6.10^{10}$	5,7	283.10^{10}

Comparons ces données avec celles que fournit l'électrodynamique pour des masses chargées en mouvement. Si des masses de densité cubique μ transportent une charge électrique de densité cubique ε, et si elles se meuvent avec une vitesse v perpendiculairement à un champ électrique d'intensité F, l'unité de volume des masses subit dans la direction du champ une accélération de grandeur $\frac{F\varepsilon}{\mu}$. Après le parcours d'un chemin l dans la direction primitive, elles auront donc parcouru le chemin transversal s de grandeur

$$s = \frac{1}{v^2} \frac{\varepsilon}{\mu} \int_0^l d\lambda \int_0^\lambda F\, dl.$$

Comme la tache apparaissait très allongée sur la paroi de verre, la fixation de la place la plus éclairée de cette paroi était un peu incertaine, de sorte qu'il m'a semblé suffisant, pour calculer l'intégrale, d'admettre que le champ entre les plateaux du condensateur est uniforme, et qu'il s'annule à l'extérieur de ces plateaux. On a donc

$$s = \frac{1}{v^2} \frac{\varepsilon}{\mu} Fcm,$$

où c désigne la longueur du condensateur, mesurée dans la direction

du faisceau. Le parcours transversal s est égal, dans les expériences, au rayon intérieur du tube qui limite l'espace d'absorption, soit $1^{cm},64$. La quantité

$$m\mathrm{F} = v^2 \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{s}{c}$$

est une constante pour des masses de charge et de vitesse déterminées, et les expériences relatives aux rayons cathodiques indiquent, en effet, cette constance jusqu'à la limite de la précision des expériences, comme l'indique le Tableau.

3. J'ai aussi étudié les mêmes rayons cathodiques dans un champ magnétique. Pour la production de ce champ magnétique on disposait au-dessus et au-dessous du faisceau, tout près du tube de verre qui limitait l'espace d'observation, deux bobines de fil traversées par un courant. L'axe commun des bobines coupait le faisceau cathodique à angle droit. La tache phosphorescente qui apparaît maintenant de nouveau sur la paroi latérale du tube, se trouve à la distance m_1 du centre des bobines. Si J désigne l'intensité du courant, cette distance m_1 a les valeurs suivantes :

Intensité du courant. J Amp	Champ magnétique. H C. G. S.	Position de la tache. m_1 cm.	$\mathrm{H}m_1 = v\frac{\mu}{\varepsilon}\frac{s}{c_1}$. $\mathrm{cm}^{\frac{1}{2}}\mathrm{g}^{\frac{1}{2}}\mathrm{sec}^{-1}$.
0	0	∞	»
1,04	20,4	15,0	306
2,07	40,6	7,1	288
3,08	60,4	5,1	308

En employant les mêmes notations que précédemment, l'accélération transversale de l'unité de volume des masses électriques qui se déplacent perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique H a pour valeur $\frac{v\mathrm{H}\varepsilon}{\mu}$; cette accélération est perpendiculaire à la direction du mouvement et à celle du champ. Il en résulte un déplacement latéral s après parcours d'un chemin l dans la direction primitive

$$s = \frac{1}{v}\frac{\varepsilon}{\mu}\int_0^l d\lambda \int_0^\lambda \mathrm{H}\,dl \text{ (1)}.$$

(1) Ce calcul n'est valable que pour de petites valeurs de s; mais l'expression

$$\cos \operatorname{arc\,tang} \frac{s}{m_1}$$

qui intervient ici, ne différait de l'unité que de 0,05, même aux endroits les plus défavorables de la trajectoire la plus incurvée.

Admettons de nouveau que le champ est uniforme le long du faisceau, et égal au champ central sur toute l'étendue du parcours $c_1 = 6^{cm},4$, disposé symétriquement par rapport à l'axe des bobines, et qu'il est nul en dehors de ce parcours (hypothèse qu'il est encore essentiellement nécessaire de vérifier). On a alors

$$s = \frac{1}{v}\,\frac{\varepsilon}{\mu}\,\mathrm{H}\,c_1\,m_1$$

et le produit

$$\mathrm{H}\,m_1 = v\,\frac{\mu}{\varepsilon}\,\frac{s}{c_1}$$

est de nouveau une constante. Cette constance, nécessaire dans le cas de masses en mouvement, se trouve ici aussi vérifiée pour les rayons cathodiques avec toute la précision que l'on peut obtenir, comme l'indique le Tableau.

La mesure du champ magnétique central fut exécutée à l'aide d'une aiguille oscillante alourdie par du plomb, et très fortement magnétique. Cette aiguille oscillait en $1^s,101$ pour une intensité de courant de $1^{Amp},04$; elle oscillait en $11^s,1$ sous l'influence de la composante horizontale du champ terrestre dont la valeur est 0,20 (C. G. S.); d'où résulte le champ magnétique indiqué dans le Tableau. Les autres champs sont calculés en les considérant comme proportionnels au courant. Pour justifier les hypothèses faites sur la répartition du champ, nous remarquons d'abord que le champ magnétique est disposé symétriquement par rapport à l'axe des bobines, et qu'il est tout entier traversé par les rayons aussi loin qu'il possède une valeur appréciable, ce qui n'est déjà plus le cas à l'endroit où se trouvent le dernier diaphragme et la tache phosphorescente. L'intégrale considérée peut donc s'écrire $m_1 \int \mathrm{H}\,dl$, la dernière intégrale étant prise sur tout le parcours du faisceau. J'ai calculé graphiquement la valeur de cette intégrale, après que le champ magnétique eût été mesuré de proche en proche au moyen de l'aiguille oscillante; cette valeur fut trouvée égale à 130 (C. G. S.) pour une intensité de courant $1^{Amp},04$. Si l'on effectue maintenant le calcul d'après l'hypothèse indiquée qui utilise aussi en fait le résultat en chiffres ronds des mesures avec l'aiguille aimantée, la valeur de l'intégrale est $m_1 c_1 \mathrm{H} = 131$ (C. G. S.), ce qui justifie l'hypothèse faite.

4. D'après les valeurs de $m\mathrm{F}$ et $\mathrm{H}m_1$ trouvées aux paragraphes **2** et **3**, on peut calculer le rapport des densités $\frac{\varepsilon}{\mu}$ et la vitesse v, car les

grandeurs s, c, c_1 sont des quantités connues par les mesures. J'ai exécuté ce calcul et les expériences correspondantes pour trois genres différents de rayons et les résultats sont contenus dans le tableau suivant. L'intensité du champ électrique était $F = 36,5.10^{10}$ (C. G. S. magn.), celle du champ magnétique $H = 40,6$ (C. G. S.). La seconde ligne du tableau se rapporte au genre de rayon seul utilisé jusqu'ici, qui se forme dans notre tube de décharge quand la différence de potentiel, entre ses électrodes, correspond à une distance explosive de 3^{cm},2 entre des boules dans l'air.

Différence de potentiel dans le tube de décharge (distance explosive).	Position de la tache			
	dans le champ électrique. m	dans le champ magnétique. m_1	$\frac{\varepsilon}{\mu}$.	v.
cm.	cm.	cm.	$cm^{\frac{1}{2}} g^{-\frac{1}{2}}$.	$cm\text{-}sec^{-1}$.
2,8	7,8	6,6	$6,49.10^6$	$0,67.10^{10}$
3,2	8,8	7,1	$6,32.10^6$	$0,70.10^{10}$
3,6	11,8	8,2	$6,36.10^6$	$0,81.10^{10}$

Les trois premières colonnes indiquent d'abord comme conséquence directe de l'expérience que les rayons cathodiques les plus déviables par l'aimant, par conséquent les rayons les plus absorbables et les plus faciles à diffuser dans les gaz, sont aussi les plus déviables dans un champ électrique. En second lieu, en nous aidant de la représentation que nous nous faisons de la nature des rayons, nous sommes conduit à ce résultat, que les différents genres de rayons ne se différencient sensiblement qu'au point de vue de la vitesse v, tandis que les expériences faites ne permettent pas de conclure à des différences dans la quantité d'électricité transportée par l'unité de masse. Pour les trois genres de rayons étudiés, la vitesse elle-même ne varie pas beaucoup aux alentours du tiers de la vitesse de la lumière; telle serait donc la vitesse de propagation des rayons cathodiques, si notre représentation de ces rayons est exacte, et s'il était permis d'appliquer l'électrodynamique des corps en repos et les données de l'expérience de Rowland à des mouvements d'une pareille vitesse. Des expériences plus complètes pourront seules trancher la question. Toutefois celles qu'on a faites jusqu'ici ne contredisent pas nos résultats; d'après M. des Coudres [1], la vitesse de la propagation des rayons cathodiques

(1) Des Coudres, *Verhandl. d. physik. Gesellsch. zu Berlin*, t. XIV, 1895, p. 85.

serait, en tout cas, plus grande que $2.10^7 \frac{cm}{sec}$; l'absence d'actions électrostatiques aussi bien qu'électrodynamiques des rayons cathodiques dans les expériences de Hertz ([1]) peut s'expliquer par la petitesse des quantités d'électricité mises en mouvement.....

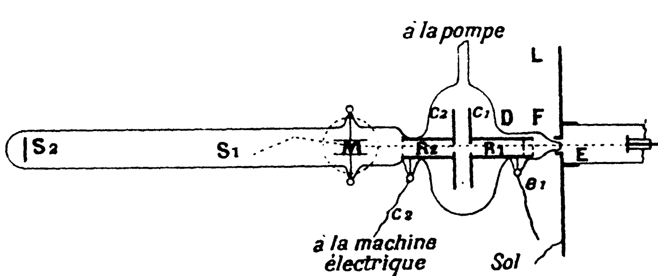
VI. — SUR LA MANIÈRE DONT SE COMPORTENT LES RAYONS CATHODIQUES PARALLÈLES A UN CHAMP ÉLECTRIQUE.

Analysé par E. BLOCH et Th. COLIN.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXV, 1898, p. 504.

Les rayons cathodiques produits dans le tube E traversent la fenêtre d'aluminium F pour entrer dans l'espace d'observation où l'on a fait un vide complet. Ils traversent le condensateur plan C_1C_2, parallèlement au champ

Fig. 10.



électrique que l'on peut y créer, avant d'arriver entre les armatures du condensateur M, qui permettra de produire la déviation électrostatique, ou au niveau duquel on pourra produire la déviation magnétique. Les déviations sont observées sur les écrans phosphorescents S_1 ou S_2. Les faits qualitatifs observés sont les suivants : si l'on établit dans le condensateur C_1C_2 un champ électrique parallèle aux rayons cathodiques et de même sens, leur vitesse est diminuée, ce qui se traduit par une augmentation de déviation électrostatique

---

([1]) HERTZ, *Gesamm. Schriften*, t. I, p. 242.

ou magnétique au niveau du condensateur M. Inversement, si le champ est de sens contraire aux rayons, leur accroissement de vitesse se traduit par une diminution des déviations électrostatique et magnétique.

Voici, d'autre part, les quelques données quantitatives de ce Mémoire : le champ magnétique est produit par des bobines (projetées suivant un cercle en pointillé sur la figure) traversées par un courant. Soient J_0 et J_1 les courants magnétisants qui produisent respectivement une certaine déviation magnétique en l'absence de champ électrique dans le condensateur $C_1 C_2$ et la même déviation lorsqu'on a établi entre C_1 et C_2 une différence de potentiel P. On a évidemment

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{J_1}{J_0},$$

en appelant v_0 et v_1 les vitesses correspondantes des rayons (vitesse normale et vitesse modifiée par le champ $C_1 C_2$). D'autre part le principe de la conservation de l'énergie donne

$$v_1^2 - v_0^2 = 2\frac{\varepsilon}{\mu}P,$$

en appelant $\frac{\varepsilon}{\mu}$ le rapport de la charge à la masse transportée par les rayons. Si l'on admet pour $\frac{\varepsilon}{\mu}$ la moyenne $6,39.10^6$ des nombres obtenus dans le précédent Mémoire, les équations ci-dessus donnent la variation de vitesse $v_1 - v_0$. On trouve ainsi que la vitesse des rayons cathodiques peut varier du dixième au tiers de celle de la lumière.

VII. — RAYONS CATHODIQUES PRODUITS PAR LES RAYONS ULTRA-VIOLETS.

Traduit de l'allemand par Marcel LAMOTTE.

Wien Ber., Abt. IIa, 19 oct. 1899, p. 164.
Annalen der Physik und Chemie, t. II, 1900, p. 359.

Les rayons ultra-violets provoquent la décharge des corps électrisés négativement. Découvert par Hertz, après avoir été signalé dans un cas simple par Hallwachs, ce phénomène est aujourd'hui connu dans beaucoup de ses particularités. Ainsi on a réussi à déterminer les trajectoires de l'électricité enlevée au corps, tant dans le

vide que dans l'air [1]. Mais on n'est pas certain de la nature des véhicules qui transportent l'électricité le long de ces trajectoires.

1. Les expériences sur la pulvérisation des corps par les rayons ultra-violets [2] pouvaient faire supposer que ces véhicules sont des particules matérielles pondérables empruntées au corps irradié. Cette hypothèse, déduite immédiatement des résultats antérieurs, ne m'a paru guère plausible, à la suite d'expériences particulières, dont je veux citer l'une.

On dirige les rayons ultra-violets sur une surface unie d'amalgame de sodium, entourée d'une atmosphère d'hydrogène. On prolonge suffisamment l'irradiation pour enlever à cette surface 2,9 microcoulombs d'électricité négative : le dispositif permet de recueillir la totalité de cette électricité sur un fil de platine pur. Admettons que les véhicules soient les atomes de sodium : d'après l'équivalent électrochimique du sodium (la seule donnée que nous ayons), le platine aurait dû recevoir $0,7.10^{-6}$ milligramme de sodium, davantage même si les particules sont plus grosses que les atomes.

D'autre part, Bunsen affirme que l'analyse spectrale permet de déceler une quantité de sel sodique inférieure même à $0,3.10^{-6}$ milligramme. Or le fil de platine, qui avait reçu les véhicules, ne communiquait à la flamme aucune trace de réaction.

2. Le titre de ce Mémoire exprime une autre hypothèse à laquelle je fus conduit en rapprochant deux faits. D'une part, le caractère rigoureusement unipolaire de l'effet photoélectrique, mis hors de doute par les expériences d'Elster et Geitel [3]. D'autre part, la constitution des rayons cathodiques qui consistent essentiellement en des véhicules d'électricité négative [4]. Malgré l'échec de mes premières expériences je me confirmai dans cette idée d'après une remarque de Righi.

Righi trouve en effet [5] que la déperdition provoquée par la lumière sur un corps possédant une forte charge négative croît avec la raréfaction de l'air jusqu'à un maximum, pour décroître ensuite.

---

(1) Righi, *Mem. della Reale Acad. di Bologna*, 4e série, t. IX, 1888, p. 369 et *della Reale Acad. dei Lincei*, 2e série, t. VI, 1890, p. 81.

(2) Lenard et Wolf, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 443.

(3) Elster et Geitel, *Wied. Ann.*, t. LVII, 1896, p. 24.

(4) *Cf. Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 279.

(5) Righi, *Atti della Reale Acad. dei Lincei* (*loc. cit.*).

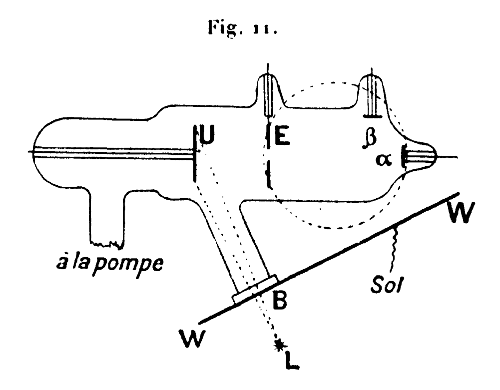
Le maximum s'observe quand la pression est celle « sous laquelle l'air s'électrise le plus aisément ». De plus Righi remarque que l'action de la lumière sur un corps primitivement à l'état neutre, c'est-à-dire l'électrisation positive qu'il acquiert par suite de la déperdition d'électricité négative, croît constamment avec la raréfaction. De ces deux circonstances, il conclut que les deux effets photoélectriques ne peuvent guère procéder d'une cause unique.

C'est là le point de départ des présentes expériences.

Du moment où plusieurs phénomènes se superposent, il convient de chercher à les isoler. Je me proposai, en premier lieu, d'étudier ce qui se passe en l'absence de l'air. Une question se pose tout d'abord : si l'on fait croître la raréfaction jusqu'à la limite extrême que nous sachions réaliser, est-ce que l'effet photoélectrique ne diminue pas pour finir par s'annuler, ainsi qu'on l'a constaté pour d'autres phénomènes de décharge?

3. L'appareil, formé par un récipient de verre muni d'électrodes scellées, est représenté par la figure 1. L'électrode U, qui reçoit les rayons ultra-violets, est un disque en aluminium poli de $1^{cm},5$ de

Fig. 11.



rayon. Vis-à-vis se trouve une deuxième électrode E identique à la première et qui lui est parallèle : celle-ci est reliée au sol d'une manière permanente. L'ouverture de 5^{mm} pratiquée au centre de E ainsi que les électrodes supplémentaires α et β n'existent pas pendant les premières expériences (3 et 4). La source de lumière L est d'ordinaire une étincelle longue de 15^{mm} et produite par une forte bobine d'induction associée à une bouteille de Leyde. Les étincelles éclatent entre des fils de zinc, ce qui fournit beaucoup de rayons ultra-violets. Un écran B en clinquant percé d'une ouverture de 4^{mm} empêche les rayons

d'atteindre l'intérieur du tube autre part que sur l'électrode U. Cet écran se continue par des feuilles de clinquant WW, qui protègent le tube et les instruments de mesure contre le champ électrique provenant de la source lumineuse.

L'obturateur B est formé par une plaque de quartz de 3^{mm} d'épaisseur. La source lumineuse est toujours éloignée de B de plus de 4^{cm}.

En chauffant longtemps le tube et le faisant traverser par les décharges de la bobine, on y fait le vide jusqu'à ce que ces décharges contournent le tube plutôt que de le traverser. La trompe (¹) peut fonctionner alors des heures entières sans entraîner de bulle de gaz visible.

Relions l'électrode U à un électroscope et donnons à celui-ci une charge négative, les feuilles retombent immédiatement quand l'électrode reçoit les rayons ultra-violets. Leur divergence diminue encore rapidement si l'on introduit dans le circuit une bouteille de Leyde de moyenne capacité. Une charge positive, au contraire, se conserve ou ne décroît que très lentement (²). En substituant à l'électroscope un électromètre à quadrants, on trouve que l'électrode primitivement à l'état neutre, acquiert par suite de l'irradiation une charge positive et que son potentiel croît jusqu'à une valeur limite d'environ 2,1 volts. Tous les phénomènes disparaissent quand on interpose une lame de mica entre la source de lumière et l'obturateur B. En somme, l'action caractéristique des rayons ultra-violets telle qu'elle s'exerce dans l'air subsiste dans le vide extrême et avec une intensité remarquable.

Nous constaterons bientôt (4) une différence profonde, quantitative, entre l'action qui se produit dans le vide et celle produite dans l'air raréfié. Il est à remarquer encore que les quantités d'électricité perdues ne changent pas quand on refroidit par un mélange d'anhydride carbonique solide et d'éther le tube à anhydride phosphorique disposé entre le récipient vide et la trompe.

Cette expérience me semble démontrer que l'effet photoélectrique n'a rien à voir avec l'air. Une autre conclusion, de grande portée, c'est que nous y constatons l'existence de l'électricité dans le vide

---

(¹) Trompe de Raps.

(²) Cela dépend beaucoup des conditions d'éclairement dans l'intérieur du tube; si des portions du tube, autres que l'électrode U, reçoivent la lumière, la déperdition positive peut s'accélérer. Ainsi dans les conditions normales de l'expérience la lumière réfléchie diffuse atteint l'électrode E; sans doute il y a lieu de considérer la déperdition positive comme apparente, au sens où l'entendent Elster et Geitel (*loc. cit.*).

extrême; d'après nos connaissances antérieures, nous devions considérer ces espaces vides comme lui étant inaccessibles. Pareille observation a été faite, pour la première fois aussi, dans l'étude des rayons cathodiques produits par la décharge électrique dans les gaz raréfiés ([1]). Il est fort remarquable que, dans l'un et l'autre cas, c'est l'électricité négative seule qui se manifeste dans le vide extrême. Pour désigner ces quantités d'électricité que nous avons à mesurer ici, qui sont douées d'inertie et qui une fois en mouvement constituent les rayons cathodiques, nous emploierons le nom de *quantums*.

4. Pour mesurer les quantités d'électricité que les rayons ultraviolets mettent en mouvement dans le vide, on les fait passer, avant d'arriver à l'électrode U, dans une résistance très grande. On mesure la différence de potentiel entre les extrémités de cette résistance avec l'électroscope d'Exner ou l'électromètre à quadrants. Cette résistance formée par des ficelles ou par des traits de graphite est enfermée avec l'appareil de mesure dans une cage conductrice isolée du sol, qui reçoit une charge négative sous un potentiel connu ([2]). La différence entre ce potentiel et la différence de potentiel entre les extrémités de la résistance est ce que nous désignons dans le Tableau ci-dessous par potentiel de l'électrode; dans la deuxième colonne figurent les quantités d'électricité calculées par la loi d'Ohm.

TABLEAU I.

Potentiel de l'électrode irradiée.	Quantité d'électricité perdue.
—45000 volts ([3])	$24,5.10^{-10}\frac{\text{coul}}{\text{sec}}$
—25000	26,6
— 8900	22,5
— 4100	24,8
— 3110	24,5
— 1300	24,5
— 500	23,4
— 120	21,9
— 14	19,9
— 9	15,9
— 1	7

([1]) *Cf. Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 279.

([2]) Sur la mesure de ce potentiel, voir plus loin p. 406. Les résistances sont évaluées d'après la durée de décharge de capacités connues.

([3]) Même sous ce potentiel, on ne remarque aucune déperdition sans l'intervention de la lumière.

Potentiel de l'électrode irradiée.	Quantité d'électricité perdue.
0	4
+ 1	4
+ 2,1	0

Considérons d'abord la première partie du tableau : nous y trouvons que la quantité d'électricité écoulée pendant l'unité de temps est dans de très larges limites indépendante du potentiel. Dans la deuxième partie, c'est-à-dire quand le potentiel tombe au-dessous de 100 volts, les quantités écoulées diminuent nettement avec ce potentiel. Ce fait n'est pas très aisé à expliquer. Si, en effet, le potentiel a une influence réelle sur la vitesse de déperdition, cette influence devrait se manifester surtout quand le potentiel est très élevé, or il n'en est rien. Il me semble que cette contradiction apparente peut s'expliquer de la manière suivante. La déperdition de l'électricité n'est pas moindre quand le potentiel est faible, seulement une partie des quantums émis par l'électrode y font retour sous l'action de leur champ propre. Que, dans nos expériences, ce retour s'effectue déjà au-dessous de 100 volts, cela tient aux propriétés particulières de la source lumineuse, qui pendant un temps extrêmement court possède une intensité extrêmement grande. Pour l'instant, sans insister sur ce point, nous bornerons notre étude aux quantités d'électricité qui ont définitivement abandonné l'électrode. La troisième partie du tableau appelle encore une remarque. Elle met en évidence la diminution jusqu'à zéro des quantités d'électricité émises quand le potentiel devient positif, c'est-à-dire tend à arrêter le mouvement des quantums. Le potentiel de 2,1 volts qui correspond à une déperdition nulle est celui que prend l'électrode primitivement à l'état neutre sous l'action des rayons (3).

Pour comparer ce qui se passe dans le vide à ce qui se passe dans l'air, voici quelques chiffres empruntés à une série d'expériences effectuées avec le même appareil.

TABLEAU II.

Potentiel de l'électrode irradiée. En volts (négatifs).	Pression de l'air en millimètres de mercure. 0	0,002	0,03	0,7	20	209	760
	Quantités émises en $10^{-10} \frac{\text{coul}}{\text{sec}}$.						
300	20,2	21,6	47	3,4	0,62	0,12	<0,05
4000	20,3	26,2	—	—	40	1,41	0,42
10000	20,2	28,2	—	—	—	—	0,93

(Les — signifient que l'air ne résiste plus à la différence de potentiel correspondante.)

La vitesse d'émission n'est donc constante que dans le cas où la pression est nulle. Même quand la pression n'est que $0^{mm},002$, et plus encore aux pressions plus élevées, la vitesse d'émission croît nettement avec le potentiel. Ce résultat est d'accord avec celui des expériences antérieures sur le même sujet. Nous reviendrons sur cette propriété de l'air (voir 9).

5. D'après les recherches d'ensemble de Righi ([1]), les quantums émis par l'électrode irradiée suivent dans l'air à la pression ordinaire les lignes de force du champ; mais ces trajectoires tendent de plus en plus vers des lignes droites à mesure que la pression diminue. Reste à savoir si dans le vide extrême il se forme encore des rayons définis. Pour en décider, on fait usage des dispositions accessoires représentées sur la figure 11 : l'ouverture pratiquée dans l'électrode E et les électrodes auxiliaires α et β. Si l'électrode U est chargée à un potentiel suffisant — 30 000 volts (correspondant à une distance explosive de 1^{cm} environ), un électroscope d'Exner relié à l'électrode α reçoit, quand l'électrode U est irradiée, une charge négative qui croît lentement. Par conséquent l'électricité traverse E et pénètre au delà jusqu'en α. Elle ne remplit pas pourtant toute la section du tube, car l'électroscope relié à β ne montre pas trace de divergence. Les quantums forment donc un faisceau qui passant par l'ouverture se dirige vers α.

Nous pouvons nous en convaincre en faisant agir sur ce faisceau présumé un champ magnétique. Dans ce but, on dispose au-dessus et au-dessous du tube une bobine de fil, l'axe commun de ces deux bobines est perpendiculaire au plan de la figure, leurs spires sont représentées par un cercle pointillé. Dans ces bobines on fait passer un courant d'intensité convenable, dont le sens est tel qu'un rayon cathodique coïncidant avec notre rayon serait dévié du côté de β. Alors l'électroscope relié à β accuse une charge négative ; l'électroscope relié à α reste au zéro mais diverge dès qu'on supprime le courant. C'est exactement ce qu'on obtiendrait si l'électrode U émettait des rayons cathodiques.

Pourtant il serait impossible de produire des rayons cathodiques dans ce vide extrême en employant seulement les forces électriques

(1) RIGHI, *loc. cit.*

à la manière ordinaire ([1]). Les rayons ultra-violets nous fourniraient donc le moyen, le premier connu, d'obtenir des rayons cathodiques dans le vide extrême et non seulement sous une grande différence de potentiel, mais même sous une différence aussi faible qu'on le veut (*cf.* Tabl. I). La source immédiate des quantums qui constituent notre rayon serait l'électrode irradiée, tandis que, dans les tubes ordinaires à décharges, elle semble être le gaz, dont la présence est indispensable.

6. Pour l'étude quantitative de la déviation magnétique, on substitue à l'électroscope un électromètre à quadrants, relié selon qu'il est nécessaire à α ou à β. Du fil de communication qui est entouré d'un écran électrique part une dérivation qui aboutit au sol par l'intermédiaire d'une grande résistance en graphite. De cette manière on élimine toute différence de potentiel perturbatrice dans l'espace compris entre E, α et β : en même temps la déviation constante que prend l'électromètre fait connaître, sans qu'il soit nécessaire de mesurer le temps, les quantités d'électricité reçues par α ou par β.

Dans toutes les expériences qui vont être décrites le tube est recouvert à l'extérieur depuis E jusqu'en α et β d'une enveloppe de clinquant. De cette enveloppe sortent seulement les fils adducteurs reliés aux électrodes α et β, qui en sont isolés. Le clinquant et l'électrode qui n'est pas en service sont mis en communication avec le sol. L'électrode irradiée U est reliée à deux grandes jarres, pour maintenir son potentiel constant. On règle ce potentiel à la valeur voulue, puis on note tant pour α que pour β les élongations de l'électromètre quand on fait passer dans les bobines magnétisantes une série de courants d'intensité différente ([2]).

Le diagramme ci-dessous représente les résultats d'une expérience de ce genre et en même temps donne une image de la délimitation du faisceau (*fig.* 12). La courbe relative à l'électrode α (dont les points sont marqués par de petits cercles) est à très peu près symétrique par rapport à l'abscisse o (champ magnétique nul). L'objet de l'expérience est de déterminer l'axe de symétrie (indiqué sur la figure en ttrais interrompus) de la courbe de β et par conséquent l'intensité du

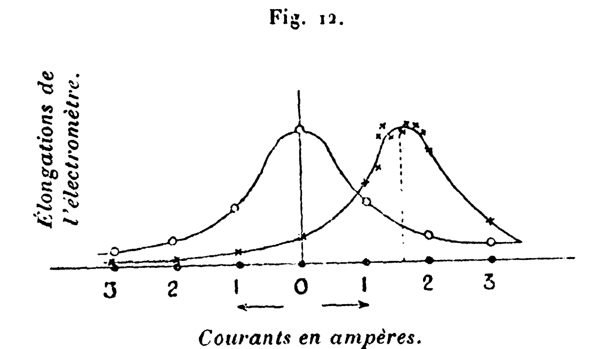
---

([1]) Du moins sans dépasser la différence de potentiel que peut supporter le verre du tube. *Cf.* la remarque sur le Tableau I.

([2]) Pendant ces expériences on concentre les rayons ultra-violets sur le centre de l'électrode au moyen d'une lentille de quartz placée entre L et B. Les rayons éclairent sur l'électrode une ellipse à bords flous dont le diamètre moyen est 10^{mm}.

courant qui amène l'axe du rayon sur le centre de l'électrode β. Les intensités qui figurent dans les deux dernières lignes du Tableau III ont été déterminées par cette méthode graphique. La première, correspondant à la plus petite valeur du potentiel de U, n'a pu être obte-

Fig. 12.



Courants en ampères.

nue qu'en faisant varier rapidement le courant et en relevant en même temps les indications de l'électromètre. En effet, sous ce faible potentiel, le faisceau est très peu intense et il faut remplacer la lumière de l'étincelle par celle de l'arc à pôles de zinc (¹) dont l'intensité est plus grande et plus irrégulière.

Les valeurs du potentiel de U portées dans la première colonne sont mesurées au cours des expériences à l'aide d'électroscopes appropriés. Ces électroscopes sont gradués en comparant leurs indications aux distances explosives. La différence de potentiel la plus élevée donnait, entre des boules polies de 1^{cm} de rayon, une étincelle de $3^{mm},40$; la différence moyenne, une étincelle de $0^{mm},880$ entre des boules de $0^{mm},7$ de rayon.

De ces nombres on a déduit ceux qui figurent dans la colonne P du tableau. L'électroscope employé avec la différence de potentiel la plus faible a été gradué dans la partie supérieure de l'échelle par des mesures de la distance explosive, en l'associant à de grandes capacités, et dans la partie inférieure de l'échelle par des mesures directes du potentiel à l'aide du courant. Le premier nombre P du tableau a été déduit de la courbe ainsi tracée.

(¹) Righi, *Mem. della Reale Acad. di Bologna*, 4ᵉ série, t. IX, 1888, p. 379.

TABLEAU III.

Potentiel P de l'électrode irradiée.	Courant magnétisant I.	$\frac{P}{I^2}$.	$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{P}{I^2}\frac{2}{H_1^2 R^2}$.	$v = \frac{2P}{H_1 RI}$.
C.G.S. magn.	ampères		$cm^{\frac{1}{2}} g^{-\frac{1}{2}}$	$cm.sec^{-1}$
607.10^8	0,65	144.10^9	$11,7.10^6$	$0,12.10^{10}$
4380	1,78	138	11,2	0,32
12600	2,94	146	11,8	0,54

A l'aide de ces nombres, nous allons vérifier quantitativement, si les quantums auxquels la lumière a fait prendre une vitesse initiale v_0 se comportent comme les quantums d'un rayon cathodique. En premier lieu ils doivent, dans un champ électrique uniforme entre deux points dont la différence de potentiel est P, acquérir une vitesse v, définie par l'équation

$$v^2 - v_0^2 = 2\frac{\varepsilon}{\mu} P \quad (^1).$$

En second lieu, sous l'action d'un champ magnétique transversal, leür trajectoire doit prendre un rayon de courbure

$$R = \frac{v}{H}\frac{\varepsilon}{\mu}.$$

Comme nous évaluons H par l'intensité du courant magnétisant, nous poserons

$$H = H_1 I.$$

H_1 sera le champ produit par un courant de 1 ampère.

Nous ferons encore une hypothèse particulière, en admettant que la vitesse initiale soit très petite ou pratiquement $v_0 = 0$. Il s'ensuivra que

$$\frac{P}{I^2} = \frac{1}{2} H_1^2 R^2 \frac{\varepsilon}{\mu} = \text{const.},$$

relation qui est vérifiée par les nombres de la troisième colonne dans le Tableau III.

---

(1) J'ai antérieurement vérifié cette propriété sur les rayons cathodiques (*Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 504). A ce propos, je me permettrai d'appeler l'attention sur une Note de M. Des Coudres, déjà publiée à cette époque, mais dont je n'avais pas eu connaissance (*Verh. Phys. Ges. Berlin*, t. XVII, 1898, p. 17). M. Des Coudres y démontre l'action sur les rayons cathodiques d'un champ électrique parallèle à leur direction, prévue déjà par l'équation ci-dessus. Presque en même temps M. Wiechert a indiqué une méthode nouvelle pour déterminer par l'expérience la vitesse de propagation des rayons cathodiques (*Gött. Nach. : Math. phys. Classe*, 1898, p. 260).

Ainsi, dans l'ensemble, notre assimilation des rayons de décharge aux rayons cathodiques ne soulève aucune contradiction. Quant à la vitesse initiale, nous serons renseignés plus loin sur sa valeur réelle (voir § 8).

7. Pour calculer le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ de la densité électrique ε et de la densité matérielle μ, ainsi que la vitesse v, il nous faut connaître H_1 et R. Ces deux grandeurs sont fonction l'une de l'autre et en toute rigueur il faudrait avoir leur valeur en chaque point de la portion de trajectoire comprise entre E et β. Mais, comme le champ est sensiblement uniforme dans tout cet intervalle, la trajectoire y sera à très peu près circulaire : nous prendrons pour H_1 et R le champ moyen entre E et β et le rayon de courbure moyen correspondant.

Nous explorons le champ magnétique dans le plan contenant le rayon à l'aide d'une aiguille de très petites dimensions, aimantée fortement et lestée avec du plomb. Les périodes d'oscillation de cette aiguille sont les suivantes :

Distance à partir de l'axe des bobines	0^{cm}	1^{cm}	2^{cm}	3^{cm}	4^{cm}	5^{cm}
Période d'oscillation pour $I = 1^{amp}$.	$1^s,08$	$1^s,11$	$1^s,23$	$1^s,51$	$2^s,21$	$4^s,15$

A une distance de 6^{cm} à 7^{cm} de l'axe, la position diffère déjà notablement de la direction de l'axe des bobines, qui est dirigé suivant la perpendiculaire au méridien magnétique : dans cette région le champ des bobines est donc déjà de l'ordre du champ terrestre et il n'y a plus à en tenir compte dans les conditions présentes. L'électrode E se trouve à $3^{cm},0$, l'électrode U à $6^{cm},6$ de l'axe des bobines. L'intensité du champ magnétique dans la région centrale, calculée d'après les dimensions des bobines, dont la forme est très régulière, est égale à 16,0 C.G.S. On en déduit, d'après les périodes d'oscillation de l'aiguille, $H_1 = 13,0$ C.G.S. pour l'intensité moyenne du champ entre E et β.

Le rayon de courbure moyen dans le même intervalle est celui d'une circonférence passant par les centres de E et de β et tangente en E à une direction donnée. Si cette direction était exactement l'axe commun de E et de U, ce rayon serait, d'après les dimensions du tube, 8^{cm}. Mais le rayon avant de traverser l'électrode E a subi déjà l'action, très faible il est vrai, du champ magnétique : par suite, il est déjà incliné sur l'axe d'un petit angle, vers β, ce qui augmente le

rayon de courbure. La grandeur de cet angle est d'après nos équations

$$\frac{\sqrt{\sigma}}{H_1 R}\int_0^{\sigma}\frac{H\,ds}{\sqrt{s}},$$

σ désignant la distance comprise entre U et E. On calcule cette expression en prenant pour R le rayon approché défini ci-dessus et déterminant l'intégrale par la méthode graphique, et l'on trouve pour l'angle 5° 12′, d'où l'on tire, pour la valeur corrigée du rayon, $12^{cm},1$.

Nous avons désormais tous les éléments nécessaires pour calculer $\frac{\varepsilon}{\mu}$: les nombres obtenus sont portés dans la quatrième colonne du Tableau III. Ils diffèrent de celui que j'ai trouvé dans mes mesures antérieures sur les rayons cathodiques $6,4.10^6$ (1). A vrai dire, il n'existe aucune raison péremptoire de regarder cet écart comme réel. Les expériences précédentes, pas plus d'ailleurs que celles-ci, n'avaient pour objet de déterminer $\frac{\varepsilon}{\mu}$, et à l'époque, elles ne pouvaient y prétendre (2). Aussi m'a-t-il paru intéressant d'effectuer une comparaison immédiate entre les rayons cathodiques produits par la décharge et ceux dont l'émission est provoquée par la lumière. A cet effet, je laissai rentrer dans le tube une quantité d'air convenable et je reliai l'électrode U à la machine à influence. Il se produisit une tache phosphorescente nettement délimitée, qui recouvrait à peu près l'électrode α. Pour amener cette tache sur β, il fallait un courant magnétisant $I = 1^{amp},7$, pour $P = 3300$ volts, et $I = 2^{amp},5$, pour $P = 9300$ volts. D'où $\frac{P}{I^2} = 114$ ou 149.10^9, ce qui s'accorde bien avec ce que nous avons trouvé dans le cas de nos rayons (Tableau III, colonne 3).

Certes cette expérience n'est pas décisive et l'on pourrait y faire plusieurs objections. Les phénomènes ne sont plus aussi simples, par suite de la présence pertubatrice du gaz; en outre, il peut n'être pas légitime de faire entrer en ligne de compte toute la différence de potentiel entre les électrodes, quand celle-ci doit provoquer non seu-

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 287 et t. LXV, 1898, p. 508.

(2) Aussi longtemps que des phénomènes accessoires, inexpliqués, sont en jeu, il est impossible d'effectuer une mesure précise. Comme phénomène de ce genre, je ferai remarquer le dédoublement du maximum, visible déjà sur la figure 2, mais souvent plus accusé. En ce qui concerne les erreurs possibles dont l'origine est connue, je donnerai plus de poids aux expériences présentes qu'aux expériences antérieures.

lement l'accélération, mais aussi l'émission même des rayons. A mon avis, la question de savoir si le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ est constant reste ouverte.

Les vitesses de propagation v qui figurent dans la dernière colonne du Tableau III nous font voir que nous avons affaire ici à des rayons, au moins en partie plus lents que ceux étudiés jusqu'à présent. Les rayons qui ont pris naissance sous une différence de potentiel de 607 volts (ce qui correspond à une divergence moyenne d'un électroscope ordinaire) ont une vitesse égale environ à $\frac{1}{30}$ de celle de la lumière. On s'explique que ces rayons ne provoquent aucune phosphorescence sur les parois de verre. De même des rayons plus rapides, émis sous des différences de potentiel très considérables, restent invisibles dans mes expériences. En effet, les rayons cathodiques que j'ai observés dans mes recherches antérieures et qui transportaient des charges électriques du même ordre de grandeur, n'apparaissaient sur le verre que dans une chambre complètement obscure. Pendant ces expériences-ci, il était impossible d'éliminer une quantité notable de lumière diffuse provenant de la source excitatrice. On réussirait sans doute en employant des écrans phosphorescents bien choisis.

8. Les observations qui viennent d'être rapportées suggèrent encore quelques autres conclusions. Le faisceau obtenu avec la différence de potentiel de 607 volts est très faible. C'est la preuve que l'émission de la surface irradiée s'effectue dans toutes les directions et pas seulement dans la direction normale, comme cela se produit dans un tube à décharges. En effet, reportons-nous au Tableau I : nous voyons que, sous cette différence de potentiel, la quantité d'électricité émise est la même que sous des différences de potentiel élevées, avec lesquelles nous obtenons des rayons beaucoup plus intenses en arrière du diaphragme E. Cette différence d'intensité s'explique par le fait que l'émission se produit dans toutes les directions. Sous l'influence du champ électrique qui existe entre U et E, les rayons sont ramenés vers la direction normale en d'autant plus grand nombre que la différence de potentiel est plus considérable. Le nombre des rayons qui traversent l'ouverture E augmente donc avec la différence de potentiel. D'autre part, il est nécessaire pour une raison analogue d'éviter que les rayons ultra-violets ne tombent sur les bords de l'électrode E quand on emploie de faibles différences de potentiel. Sinon, on n'obtiendrait plus en arrière du diaphragme E de phénomènes

purs, parce que les rayons diffus, qui ne seraient pas éliminés par un champ électrique suffisant, pourraient contourner les bords de E.

L'existence d'une vitesse initiale est liée aussi à ce rayonnement diffus. Pour me faire une idée de la grandeur de cette vitesse initiale, je mis en communication les électrodes U et E entre elles et avec le sol, de façon qu'il ne se produisît dans l'intervalle aucun champ électrique, du moins au début du rayonnement. En même temps, je disposai auprès du tube deux bobines, de manière que l'intervalle UE se trouvât dans la région centrale du champ magnétique. L'axe commun des deux bobines était orienté dans la direction de l'aiguille d'inclinaison, ce qui permet de compenser le champ magnétique terrestre. On peut ainsi se rendre compte si ce champ exerce une influence sur l'émission ([1]). Il n'en est rien et la quantité d'électricité émise (4) ne présente pas de variation appréciable, que le champ terrestre soit supprimé ou non. Toutefois, si l'on fait croître l'intensité du champ magnétique, on observe, quand cette intensité atteint quelque 6 C.G.S., une diminution nette de l'émission, et à 19 C.G.S. l'émission est à peu près totalement arrêtée ([2]). En l'absence d'un champ électrique extérieur, les quantums lancés dans toutes les directions avec une vitesse constante, à partir du centre de l'électrode irradiée, décrivent dans le champ magnétique uniforme des trajectoires circulaires ou hélicoïdales. Le rayon de courbure de ces trajectoires diminue à mesure que croît l'intensité du champ. Cette intensité arrivera à une valeur telle que pour la première fois l'une des trajectoires n'atteindra plus les corps environnants, mais fera retour sur la surface de l'électrode. C'est à partir de ce moment que le champ magnétique influera sur la quantité d'électricité émise ([3]).

Le diamètre de la première trajectoire venant ainsi se refermer sur l'électrode doit être, d'après les dimensions de l'appareil, de l'ordre de grandeur de la distance $UE = 3^{cm},6$. Le champ magnétique étant alors de 6 C.G.S., on en conclut que la vitesse initiale v_0 doit être en chiffres ronds $10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

On arrive au même résultat en s'appuyant sur ce que l'émission

---

([1]) La bobine qui alimentait l'exploseur servant de source lumineuse est placée dans les expériences définitives à 6^m du tube.

([2]) Ce phénomène a été constaté à la même époque par MM. Elster et Geitel (*Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 166) et Righi (*Atti...*, *loc. cit.*).

([3]) Autant que je puis en juger par une Communication provisoire, pareille explication de l'effet antagoniste du champ magnétique vient d'être donnée par J.-J. Thomson (*Phys. Zeitschrift*, octobre 1899).

s'arrête dans un champ électrique obtenu quand l'électrode U est portée à un potentiel positif de 2,1 volts (Tableau I). Admettons que ce potentiel P soit juste suffisant pour ramener vers l'électrode les quantums lancés dans toutes les directions par la région irradiée, avec la vitesse v_0, avant qu'ils aient pu atteindre les corps environnants. Nous aurons une valeur approchée de cette vitesse v_0 par la relation

$$v_0 = \sqrt{2P\frac{\varepsilon}{\mu}},$$

si la paroi de verre est suffisamment conductrice pour se mettre, de même que E, au potentiel du sol. Ce calcul donne encore à peu près $10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Une vitesse initiale de cet ordre peut bien passer inaperçue dans les expériences de déviation (6) : elle représente seulement $\frac{1}{10}$ de la vitesse finale la plus faible observée, et une erreur de $\frac{1}{100}$ dans les mesures suffirait pour la masquer.

9. Jusqu'ici nous avons examiné exclusivement les phénomènes tels qu'ils se passent dans le vide. Les résultats entraînent par eux-mêmes quelques conséquences nécessaires relativement aux phénomènes qui se produisent en présence d'un gaz. Ces conséquences, que nous allons signaler brièvement, paraissent s'accorder avec ce que nous savons déjà. Les rayons cathodiques émis par la surface irradiée seront absorbés par le gaz et lui céderont leurs charges. Ensuite le gaz ainsi chargé transportera l'électricité le long des trajectoires et avec les vitesses relativement très faibles qui ont été observées par Righi et qu'il a attribuées aussi au gaz. Si la pression du gaz n'est pas très faible, le transport d'électricité, sous forme de rayons cathodiques, est limité à une couche très mince au voisinage de la surface irradiée, car, en raison de leur faible vitesse initiale (8), ces rayons cathodiques sont très absorbables ([1]). Aux pressions très faibles, cette couche limite deviendra plus épaisse, par suite de la diminution du pouvoir absorbant du gaz, et pourra être observée ([2]). La propagation diffuse des charges à partir de la surface irradiée, signalée

---

([1]) *Cf. Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 255.

([2]) J.-J. Thomson, dans le travail cité, décrit des observations relatives à la décharge photo-électrique à l'intérieur de cette couche limite et qui légitiment son assimilation au rayonnement cathodique.

par Righi ([1]) et attribuée par lui au mouvement des molécules gazeuses, pourrait bien être identique au rayonnement cathodique diffus dont il est question ici (8).

La présence du gaz amène une complication qui tient à la conductibilité acquise par ce gaz, à la suite de l'absorption même des rayons cathodiques. Le corps irradié se trouve ainsi enveloppé d'une atmosphère conductrice et électrisée négativement. Cette circonstance explique d'abord que la quantité d'électricité émise pendant l'unité de temps, en présence d'un gaz, augmente avec la différence de potentiel. Elle explique aussi que les quantités d'électricité émises dans le gaz soient plus grandes que dans le vide (4), (Tableau II). Le fait que la rapidité de la décharge diminue de nouveau quand la pression du gaz devient notable, ne peut infirmer cette manière de voir. Pourtant, le cas d'un corps primitivement chargé d'électricité positive et placé dans l'air semble offrir des difficultés. Mais, dans l'état actuel de nos connaissances, ce que nous savons sur les propriétés des gaz électrisés et rendus conducteurs par les rayons cathodiques est insuffisant pour étudier ce cas complètement.

VIII. — SUR LE PHÉNOMÈNE PHOTO-ÉLECTRIQUE.

Analysé par E. BLOCH et M. LAMOTTE.

Annalen der Physik, t. VIII, mars 1902, p. 149.

Ce Mémoire est la continuation du précédent. Il élucide certaines questions secondaires qui avaient été réservées.

L'auteur vérifie d'abord que la quantité d'électricité émise dans le vide par une lame d'aluminium noircie, éclairée par une étincelle jaillissant entre boules de zinc, est proportionnelle à l'intensité de la lumière. On fait varier l'intensité de la lumière en changeant la distance de la source à un diaphragme percé dans un écran de mica, et l'on mesure les quantités d'électricité au moyen d'un électromètre relié à l'électrode E (*fig.* 11), en les entraînant par un champ d'au moins 50 volts par centimètre.

([1]) Righi, *Atti, loc. cit.*

Le précédent Mémoire avait montré (p. 402) que l'émission, qui est à peu près nulle quand U est chargé positivement à 2 volts, croît progressivement quand le potentiel varie jusqu'à 100 volts négatifs, puis reste à peu près stationnaire. L'étude détaillée de ce phénomène (forme de la courbe de saturation aux bas voltages), faite à la fois sur les électrodes U et E, en changeant leur distance ou la disposition du tube, conduit l'auteur à la conclusion suivante : l'émission est, en réalité, indépendante du champ, et sa diminution apparente pour les bas potentiels est due : 1° au retour partiel des charges négatives émises sur l'électrode éclairée U; 2° à ce qu'une partie des charges, émises obliquement, peuvent atteindre la paroi du tube au lieu de l'électrode E. On peut, du reste, annuler cette déperdition latérale, soit en rapprochant suffisamment les électrodes U et E, soit au moyen d'un champ magnétique normal aux électrodes.

Si l'on fait disparaître les causes d'incertitude, la forme de la courbe de déperdition de U (variation de la déperdition en fonction du potentiel), au voisinage de l'origine, donne des indications sur la répartition des vitesses initiales des *quantums* autour de leur vitesse moyenne. Ces vitesses sont presque toutes au-dessous de 10^8 cm. par seconde, conformément aux indications du précédent Mémoire (p. 411). Elles sont indépendantes de l'intensité de la lumière, mais dépendent de sa nature; la variation du plan de polarisation de la lumière n'a sur elles aucune influence.

Le Mémoire se termine par de longs développements théoriques sur la forme exacte de la courbe de déperdition au voisinage de l'origine et sur la vérification des hypothèses faites. Il nous paraît préférable de renvoyer sur ce point au Mémoire original, dont une analyse ne donnerait qu'une idée insuffisante. Enfin, l'auteur signale quelques expériences sur l'effet photoélectrique dans les gaz, et en particulier sur la variation de la conductibilité communiquée au gaz avec la vitesse des rayons cathodiques générateurs.

La conclusion générale est celle-ci : l'émission par le métal des rayons cathodiques de faible vitesse ne doit pas être attribuée à l'énergie lumineuse seule, mais à l'énergie présente dans les molécules ou les atomes du corps. Les vitesses de l'ordre de 10^8 préexistent chez les *quantums* renfermés dans les atomes, qui sont animés constamment de mouvements d'agitation intenses. On est ainsi amené à rapprocher les métaux ordinaires de l'uranium ou du radium.

IX. — SUR L'OBSERVATION DES RAYONS CATHODIQUES LENTS AU MOYEN DE LA PHOSPHORESCENCE ET SUR L'ÉMISSION SECONDAIRE DE RAYONS CATHODIQUES.

Analysé par E. BLOCH.

Annalen der Physik, t. XII, 1903, p. 449.

Il s'agit de l'émission cathodique produite par la lumière ultra-violette d'un arc zinc-charbon tombant sur une électrode métallique chargée négativement.

I. — *Propagation des rayons, observée par la phosphorescence.*

Ces rayons sont capables de provoquer la phosphorescence de diverses substances. On profite de cette propriété pour étudier directement leur propagation. Les effets de phosphorescence sont augmentés ou diminués à volonté au moyen de champs électriques auxiliaires parallèles à la propagation. Les particularités de la déviation magnétique sont tout à fait d'accord avec les résultats antérieurs obtenus par d'autres méthodes, et avec les résultats auxquels conduit le calcul. Les valeurs de la vitesse initiale des rayons, et du rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ $(1,14 \times 10^7)$ confirment aussi ce que l'on sait déjà.

II. — *Intensité des actions de phosphorescence produites par les rayons cathodiques.*

Étude photométrique détaillée de la phosphorescence de nombreuses substances, et variation de cette phosphorescence avec les divers éléments qui interviennent pour modifier l'énergie totale du faisceau de rayons cathodiques (vitesse des rayons, densité du rayonnement, etc.).

III. — *Formation de rayons cathodiques secondaires dans les gaz.*

La phosphorescence permet de mettre en évidence l'émission des rayons cathodiques secondaires par les molécules du gaz frappées par les rayons primaires. La méthode consiste essentiellement à charger positivement un écran phosphorescent placé dans l'ombre géométrique des rayons primaires. L'accroissement de vitesse ainsi communiqué aux rayons secondaires qui se dirigent vers l'écran se manifeste alors par une augmentation d'éclat de celui-ci. Des mesures photométriques peuvent même permettre de se faire une idée de la proportion de rayons secondaires ainsi produits. Il paraît vraisemblable que ce sont surtout ces rayons secondaires de très faible vitesse et de très grande déviabilité magnétique qui sont absorbés par le gaz pour former des ions négatifs ordinaires.

X. — SUR L'ABSORPTION DES RAYONS CATHODIQUES DE DIVERSES VITESSES.

Analysé par E. BLOCH.

Annalen der Physik, t. XII, 1903, p. 714.

Les rayons cathodiques sont encore produits par l'ultra-violet dans le vide. On les reçoit dans un cylindre de Faraday relié à un électromètre, qui permettra d'étudier l'absorption exercée par le milieu interposé sur les rayons, d'une manière beaucoup plus exacte que l'écran phosphorescent employé autrefois (Mémoires I et III). On mesure la quantité d'électricité reçue par l'électromètre quand le tube est vide et quand il est rempli du gaz étudié sous faible pression, et l'on déduit de là le coefficient d'absorption du gaz. Pour éliminer l'influence des variations de la source de lumière (arc zinc-charbon), on compare en réalité à chaque fois la quantité d'électricité reçue par l'électromètre à celle que perd le plateau éclairé et qu'un galvanomètre fera connaître.

Quatre gaz ont été étudiés, l'hydrogène, l'air, l'argon et le gaz carbonique. L'absorption a été déterminée pour des vitesses variées, et le Mémoire contient une longue discussion des causes d'erreur possibles; une figure et des tableaux donnent la variation du coefficient d'absorption avec la vitesse des rayons. L'accord avec les résultats fournis par la méthode des taches phosphorescentes est satisfaisant.

Le Mémoire se termine par l'étude de l'absorption des rayons cathodiques de grande vitesse fournis par le radium et par des considérations théoriques.

XI. — EFFETS PRODUITS PAR LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE SUR LES CORPS GAZEUX.

Traduit de l'allemand par E. BLOCH.

Annalen der Physik, 4e série, t. I, 1900, p. 486.

I. — Formation de noyaux de condensation.

1 et 2. Les expériences de l'auteur et de M. Wolf sur la *pulvérisation des corps par la lumière ultra-violette* (1) ont montré que la lumière émise par

(1) P. Lenard et M. Wolf, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 447.

des étincelles électriques, après traversée d'un écran muni d'une fenêtre de quartz ou de gypse, est capable de provoquer la condensation dans un jet de vapeur d'eau, comme dans les expériences de Aitken et de R. von Helmholtz. Cet effet, rapporté, à l'epoque, à une espèce de pulvérisation du quartz, est étudié ici à nouveau et a conduit l'auteur à des conclusions toutes différentes.

3. Comme source de lumière j'ai employé d'abord, de nouveau, une étincelle entre fils de zinc produite par une bobine d'assez grandes dimensions et condensée par des bouteilles de Leyde (1); comme fenêtre une plaque de quartz à faces parallèles de 3^{mm} d'épaisseur et de 2^{cm} de diamètre, fermant hermétiquement une ouverture pratiquée dans une grande plaque de zinc : celle-ci joue le rôle d'écran et est, dans tous les cas, reliée à la terre.

On observa d'abord, comme dans les expériences antérieures, qu'une mince lame de verre ou de mica de la grandeur de la fenêtre, placée de n'importe quel côté de celle-ci, supprime entièrement l'action sur le jet de vapeur. Cette action n'est donc pas due à la lumière visible.

Mais de plus, — et ceci est nouveau, — l'action, qui est sans cela très intense, disparaît aussi complètement quand la distance des étincelles à la fenêtre est rendue supérieure à environ 2^{cm}, et il en résulte qu'il ne s'agit pas non plus d'une action de la lumière ultra-violette ordinaire. Car cette lumière pénètre à de beaucoup plus grandes distances derrière la fenêtre, comme on le reconnaît quand, à la place du jet de vapeur, on amène dans le faisceau de rayons une plaque de zinc chargée négativement et reliée à un électroscope, et qu'on observe l'effet de décharge que la lumière ultra-violette exerce, comme on sait, sur la plaque; cet effet, que l'on peut également supprimer avec du mica ou du verre, pénètre jusqu'à des distances de l'étincelle de plusieurs décimètres.

4. Nous plaçons maintenant les étincelles tout près de la fenêtre, à environ $0^{cm},2$ de celle-ci. L'action est intense, et, si le jet de vapeur se trouve au voisinage immédiat de la fenêtre, elle se produit toujours, comme il fallait s'y attendre, au moment où l'on établit la lumière. Or il en est encore de même, quand on éloigne progressivement le jet de vapeur de la fenêtre, jusqu'à une distance d'environ 2^{cm}; ce n'est qu'en dehors de cet espace de 2^{cm}, que l'on observe un retard net de l'action. Si nous amenons maintenant par petits degrés les étincelles à

(1) Avec l'interrupteur à liquide de M. Wehnelt.

une distance croissante de la fenêtre, et si nous répétons à chaque fois l'expérience, on trouve que l'espace où l'action est instantanée se retire vers la fenêtre par degrés égaux aux précédents, de sorte qu'il mesure dans tous les cas environ 2^{cm} à partir de la source lumineuse. Si la source lumineuse elle-même est à 2^{cm} de la fenêtre, on observe partout l'action retardée observée autrefois, sauf tout près de la fenêtre; si elle est encore plus loin, nous avons absence d'action (3).

D'après cela on ne sera plus tenté de regarder la fenêtre de quartz comme la source des noyaux de condensation mis en évidence par le jet de vapeur; bien au contraire c'est l'air traversé par les rayons jusqu'à une distance déterminée de l'étincelle — 2^{cm} dans ce qui précède — qui paraît être cette source, et ceci apparaîtra plus loin (11) avec beaucoup plus d'évidence encore.

5 et 6. Il ne s'agit pas d'un effet immédiat des forces électriques productives de l'étincelle, car l'action traverse une toile métallique à mailles fines ou une couche très mince d'eau distillée placées d'un côté quelconque de la fenêtre de quartz et formant avec la lame de zinc un écran électrique parfait.

L'action traverse aisément 10^{mm} de quartz, une lame de fluorine, 25^{mm} de sel gemme, 22^{mm} de gypse; ces deux dernières substances, ainsi que la fluorine, sont donc plus transparentes que l'air. Elle est interceptée par l'aluminium battu, le papier de soie, le papier noir, la gélatine (sous $0^{mm},06$), le béryl, le spath, etc. De même la glycérine, l'eau de savon, la solution de sel marin dans l'eau sont opaques. Si l'on dépolit l'une des faces planes d'une lame de sel gemme transparente, celle-ci devient également opaque.

7. L'action traverse le vide. — A la place de la fenêtre simple employée jusqu'ici, on met une double fenêtre constituée par deux lames de quartz de 3^{mm} d'épaisseur éloignées de 7^{mm}. L'espace entre les lames pouvait être vidé au moyen d'une pompe à mercure. Tant qu'il contenait de l'air, on ne pouvait observer aucune action produite par les étincelles distantes de 3^{mm} de la surface du premier quartz. En faisant progressivement le vide, l'action apparaissait peu à peu; elle était sensible pour une pression de 300^{mm} de mercure, intense pour une pression de 65^{mm} et au-dessous jusqu'à la limite extrême que l'on pût atteindre. La rentrée de l'air supprimait l'action; on la faisait reparaître en faisant le vide à nouveau. Une rentrée d'hydrogène, même sous la pression atmosphérique, ne faisait au contraire pas obstacle à une action énergique.

8. D'après ce qui précède, on sera conduit à attribuer les effets observés à l'ultra-violet extrême découvert par M. V. Schumann, et dont l'absorption par

les divers milieux présente les mêmes particularités que ci-dessus : transparence assez grande de la fluorine, du sel gemme, du gypse, de l'hydrogène, opacité relative de l'air.

9 et 10. Pour s'assurer du fait, l'auteur perfectionne d'abord le jet de vapeur, dont il modifie le mode d'emploi, et étudie systématiquement les étincelles produites entre pointes de divers métaux, pour rechercher quelles sont les plus actives. Voici les distances maxima jusqu'où l'on pouvait éloigner les étincelles (de 2^{mm}) avant que l'action sur le jet de vapeur placé tout près et de l'autre côté de la fenêtre ne disparût :

Al	Cd	Sn	Pb	Zn	Mg
50^{cm}	36^{cm}	27^{cm}	20^{cm}	18^{cm}	12^{cm}

On est donc conduit à employer les étincelles entre pointes d'*aluminium* dans tout ce qui va suivre.

11, 12, 13. On peut alors étudier le mode de propagation de l'action, qui paraît rigoureusement rectiligne : les rayons efficaces issus de l'étincelle remplissent l'air sur leur passage de noyaux de condensation qui, une fois produits, peuvent sortir du faisceau de rayons et être entraînés par un courant gazeux.

L'emploi de lentilles de quartz, de sel gemme et de fluorine à court foyer permet de réfracter les rayons efficaces et de rechercher l'image de l'étincelle au moyen de l'action sur le jet de vapeur qui est le plus intense là où le faisceau est le plus étroit. La comparaison des résultats obtenus avec ceux que donne la lumière du sodium permet d'affirmer que les rayons efficaces sont beaucoup plus réfrangibles que la lumière ordinaire et de comparer leurs indices de réfraction à ceux que Schumann avait obtenus. L'accord est très satisfaisant. Les rayons efficaces ont leurs longueurs d'onde comprises entre $0^{\mu},1$ et $0^{\mu},2$.

14. L'action sur le jet de vapeur est à peu près aussi intense dans l'oxygène, l'air et le gaz carbonique; elle est moindre dans le gaz d'éclairage, presque imperceptible dans l'hydrogène. Inversement, l'hydrogène est transparent aux rayons efficaces, l'oxygène et le gaz carbonique ont une opacité du même ordre que celle de l'air; enfin, chose curieuse, le gaz d'éclairage est totalement opaque : les gaz étaient placés, pour ces études d'absorption, dans une chambre limitée par deux lames de quartz minces.

Après extinction de la lumière, les noyaux de condensation peuvent subsister pendant plus de 30 secondes.

II. — Action électrique.

15. Si l'on expose à la lumière de l'étincelle des conducteurs électriquement chargés, on observe ce qui suit :

Plaçons d'abord à environ 3^{cm} de distance de la fenêtre de quartz

mince et parallèlement à sa surface une plaque d'aluminium isolée, à surface ancienne et oxydée, et relions-la à l'électroscope d'Exner; de l'autre côté de la fenêtre, à 5^{mm} de distance à peu près, jaillissent entre pointes d'aluminium des étincelles de 3^{mm} de long; le faisceau de lumière qu'elles envoient est entièrement intercepté par la plaque. Si la plaque est chargée d'électricité négative, on considérera tout d'abord la décharge rapide qu'elle subit comme identique au phénomène bien connu de Hallwachs; mais le fait que les charges positives disparaissent presque aussi vite de la plaque éclairée, n'est pas d'accord avec les autres faits connus jusqu'ici. Assurément l'existence d'un effet de ce genre a déjà été énoncée (1), mais MM. Elster et Geitel ont pu montrer, dans ce cas, que très vraisemblablement on avait encore affaire à l'effet photo-électrique bien connu, dû à l'action de la lumière réfléchie sur l'écran placé en face de la plaque et chargé négativement (2). Cette explication ne suffirait pas dans notre cas. En effet, que l'écran qui porte la fenêtre fût formé de zinc fortement oxydé, comme toujours jusqu'ici, ou qu'il fût recouvert de cuivre ancien, de carton, de papier à filtre sec ou mouillé, que de plus la fenêtre fût encore recouverte de toile métallique humectée de glycérine, tout cela n'exerçait aucune influence sur la vitesse de décharge de la plaque positive. Une autre circonstance contribue à appuyer l'idée que la disparition de la charge positive de la plaque n'est pas due à l'électricité négative partie de l'écran : un courant violent et large d'oxygène, insufflé entre la plaque et l'écran, ne diminue pas la décharge, mais l'accélère.

La nature de la surface éclairée elle-même n'avait pas non plus l'importance qui est si caractéristique dans le cas de la décharge connue de l'électricité négative. Ainsi le fait de polir la surface vieillie de l'aluminium ne changeait rien à la vitesse de décharge de l'électricité positive..... On pouvait aussi recouvrir la surface de la plaque irradiée de papier filtre humecté d'eau sans amoindrir la décharge de l'électricité positive. Celle-ci restait en particulier aussi intense, lorsque aussi bien la plaque que l'écran et la fenêtre de quartz présentaient des surfaces humectées d'eau distillée. Des surfaces de zinc et de laiton perdaient aussi les charges positives.

Une couche de gaz d'éclairage de quelques millimètres d'épaisseur, une lame de mica de 0^{mm},03 d'épaisseur empêchaient tout à fait la dé-

---

(1) E. Branly, *Comptes rendus*, t. CXX, 1895, p. 829.
(2) J. Elster et H. Geitel, *Wied. Ann.*, t. LVII, 1896, p. 24.

charge de l'électricité positive comme celle de l'électricité négative.

Les étincelles formées par d'autres métaux que l'aluminium se montraient également actives, et cela jusqu'aux mêmes distances que l'on avait trouvées avec le jet de vapeur (10). La plaque et l'écran étaient recouverts de papier mouillé, la fenêtre de toile métallique mouillée, la plaque était à 1^{cm} de la fenêtre. Les distances entre les étincelles et la fenêtre jusqu'auxquelles on pouvait constater une décharge nette de l'électricité positive en 2 secondes furent, pour Al, Cd, Pb, Sn, Zn : 10^{cm}, 5^{cm}, 4^{cm}, 4^{cm}, 3^{cm}; Mg n'agissant pas nettement même à 1^{cm} de distance.

Une plaque non électrisée, recouverte de papier mouillé, ne prenait, à la lumière des étincelles entre pointes d'aluminium, aucune charge appréciable à l'électroscope d'Exner.

16. Les observations précédentes semblent indiquer que l'air traversé par les rayons devient conducteur de l'électricité.

On jugera peut-être encore plus probantes les expériences suivantes, qui mettent en évidence la conductibilité en dehors de l'espace irradié et dans lesquelles des gaz différents se comportent différemment.

La fenêtre de quartz toujours épaisse de $0^{mm},5$ et munie de son écran ferme l'une des extrémités d'un tube de verre long de 28^{cm} et large de $4^{cm},2$, à l'autre extrémité duquel pénètre le gaz étudié. En s'écoulant vers la fenêtre, le gaz reste soumis à l'action du rayonnement qui pénètre au travers de celle-ci, jusqu'au moment où il sort par un tube latéral placé tout près de la fenêtre; il traverse ensuite l'espace compris entre deux cylindres de laiton coaxiaux, qui constituent les deux armatures d'un condensateur ([1]). Le cylindre extérieur est constamment relié à la terre, le cylindre intérieur avec l'électroscope d'Exner; les diamètres des cylindres sont $3^{cm},5$ et $2^{cm},4$, leur longueur 6^{cm}. Le courant gazeux traverse en dernier lieu un compteur à gaz, qui fait connaître sa vitesse.

Si les étincelles de 3^{mm} entre pointes d'aluminium ne sont pas à plus de 10^{cm} de la fenêtre, on observe une diminution nette de la charge du condensateur; la diminution devient très notable, lorsque les étincelles sont rapprochées à une fraction de centimètre de la fenêtre. Une lame de mica ou une couche de gaz d'éclairage épaisse

([1]) Pour rendre l'expérience aussi probante que possible, on avait intercalé d'abord entre le tube éclairé et le condensateur un tube de caoutchouc noir, assez long et recourbé; on l'a remplacé ensuite pour les expériences quantitatives par un tube court et rectiligne, sans modification notable des résultats.

de 5^{mm} arrêtaient l'action, même pour les plus petites distances des étincelles à la fenêtre; de même l'action était absente. quand le gaz était immobile dans les tubes. Les charges positives et négatives se comportaient exactement de même; après avoir constaté ce fait sur l'air, le gaz d'éclairage et le gaz carbonique, on s'est servi surtout des charges positives. L'air sec et l'air soigneusement desséché, l'air débarrassé de poussières par son passage sur la ouate et l'air non filtré, ne présentaient pas de différences appréciables. La vitesse d'écoulement du gaz avait de l'influence; le gaz en courant rapide agissait en général plus énergiquement, mais l'influence n'était frappante, dans les limites étudiées, que pour le gaz carbonique et le gaz d'éclairage....

Le gaz paraît perdre sa conductibilité, après cessation de l'éclairement, avec une vitesse extraordinaire, car, si un morceau seulement du fil fin allant du condensateur chargé positivement à l'électroscope plongeait dans le faisceau lumineux, l'action en était accrue dans une proportion très notable.

.... Autant que les comparaisons sont possibles, l'action sur le jet de vapeur (14) et l'effet électrique semblent marcher ici parallèlement de même que sous le rapport de l'absorption, etc.

17. ....

III. — Formation d'ozone.

18. Depuis longtemps déjà j'avais été frappé par l'odeur d'ozone qui se manifeste au voisinage d'une fenêtre de quartz parfaitement étanche, lorsque la lumière des étincelles en sort.

Avec les étincelles assez fortes employées ici, cette odeur caractéristique est si intense que l'air ou l'oxygène qui ont passé au voisinage de la fenêtre ne paraissent plus respirables. Pour la démonstration chimique, on fit passer un courant lent d'air atmosphérique à travers le tube à irradiation utilisé ci-dessus (16) et ensuite sur une solution d'iodure de potassium amidonné. Si l'on produisait des étincelles de 3^{mm} entre pointes d'aluminium, à 1^{cm} de distance de la fenêtre en quartz du tube, le réactif prenait en 1 seconde une coloration bleue appréciable, en 5 secondes une coloration intense. En intercalant une lame de mica, aucune action ne se produisait, même après 30 secondes.... Comme pour l'effet électrique l'air sec ou humide, l'air débarrassé de poussières ou non filtré ne présentaient pas non plus ici de différences appréciables.

Autres sources.

19. L'arc électrique entre charbons produit les mêmes effets que l'étincelle jusqu'à une distance de 35^{cm}. C'est l'arc et non les charbons qui sont la source des rayons efficaces.

20. 21. Le Soleil émet sans doute lui aussi des rayons efficaces, capables de rendre conductrices les couches les plus élevées de l'atmosphère; et ceci permettrait d'expliquer certains faits inattendus de déperdition dans l'air des montagnes, observés par l'auteur.

XII. — SUR LA DISPERSION DE L'ÉLECTRICITÉ DANS L'AIR TRAVERSÉ PAR LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE.

Traduit de l'allemand par E BLOCH.

Annalen der Physik, 4ᵉ série, t. III, 1900, p. 298.

.... 22 (¹). Des conducteurs électrisés, qui se trouvent en dehors d'un faisceau de lumière ultra-violette se propageant librement dans l'air, sont déchargés, et cela beaucoup plus vite quand ils sont chargés positivement que négativement.

Le faisceau est produit comme précédemment par des étincelles jaillissant entre pointes d'aluminium; il se propage librement en s'élargissant, après traversée d'une lame de quartz qui ferme une ouverture pratiquée dans un grand écran de zinc. Une toile métallique est placée dans l'ombre géométrique du faisceau, à 4^{cm} au moins de celui-ci.

On observe à l'électroscope d'Exner relié à la toile métallique une diminution de la divergence pendant l'éclairement de l'air. L'intensité de l'action dépend du signe de la charge; elle diminue d'ailleurs quand on s'éloigne de la source lumineuse. Si les étincelles et la toile métallique sont près de la fenêtre, les feuilles de l'électroscope tombent avec une vitesse immédiatement visible si la charge est positive; si

---

(¹) Le numérotage de ce Mémoire est la suite de celui du précédent Mémoire.

elle est négative, l'action ne peut au contraire être constatée que par une observation attentive....

23. L'effet pour les charges positives et négatives pouvait être accru par un courant d'air, qui était envoyé vers la toile métallique transversalement au faisceau lumineux; cependant il fallait pour cela que le courant d'air, tout au moins pour les charges positives, fût très intense (10^{m} par seconde comme ordre de grandeur).

24 à 28. Expériences confirmant les résultats du Mémoire précédent sur la nature et les particularités du phénomène : la toile métallique peut être remplacée par n'importe quelle autre plaque conductrice. On pouvait placer également en face de la toile métallique chargée un plateau relié au sol et situé lui aussi dans l'ombre géométrique sans changer beaucoup les résultats; il est vrai que la distance des deux conducteurs restait assez grande à cause de la largeur du faisceau lumineux.

29 à 33. Pour éliminer les perturbations provenant de l'effet photo-électrique de Hertz-Hallwachs, on recouvre les conducteurs employés d'une mince couche d'eau de savon pour laquelle l'effet Hertz est nul. On peut alors étudier les phénomènes en plaçant les plateaux métalliques dans le faisceau lumineux, ce qui permet d'augmenter leur intensité sans altérer leur nature.

En particulier on peut réunir à l'électroscope d'Exner une plaque métallique située à 5^{cm} de la fenêtre et parallèlement à celle-ci. Si on la charge à 217 volts, elle perd 67 volts en 10 secondes, ou 6 volts en 10 secondes, suivant que sa charge est positive ou négative. Pour éviter toute perturbation la fenêtre de quartz est recouverte de mousseline imprégnée d'eau de savon; les étincelles sont alors rapprochées à 3^{cm} de la fenêtre. La déperdition des charges négatives reste à peine appréciable; celle des charges positives est forte, et pour les trois potentiels initiaux E de 3750, 217 et 55 volts, la charge perdue Q en 10 secondes est proportionnelle à 119, 15 et 9. Les rapports $\frac{Q}{E}$ sont donc 0,032, 0,070 et 0,16 : la quantité d'électricité perdue Q croît avec le potentiel E, mais moins vite que celui-ci.

34. Tout ce qui précède tend à montrer que la déperdition de l'électricité dans les cas étudiés se fait par un apport d'électricité du signe opposé venant de l'air irradié, et se déplaçant vers le corps chargé sous l'action du champ qu'il produit. En même temps les corps voisins primitivement à l'état neutre doivent prendre une charge de même signe que celle du corps chargé; l'expérience vérifie cette prévision.

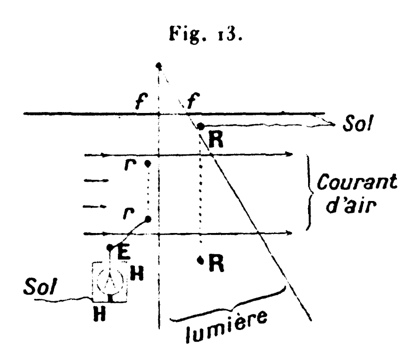
35 et 36. L'action de la lumière paraît donc consister en une séparation des centres positifs et négatifs dans l'air. D'après les données expérimentales, on est conduit à attribuer à ces deux espèces de centres

des mobilités très différentes. Les centres positifs obéissent à peine aux forces du champ électrique; ils doivent par suite rester pour la plupart dans l'air. C'est ce que confirment plusieurs expériences....

37 et 38. Dans un espace irradié entièrement clos la déperdition des charges positives et négatives se fait avec des vitesses à peu près égales. Ceci est vrai, que l'air soit immobile ou en mouvement (16). Si cependant on répète les expériences de courant gazeux effectuées ci-dessus (16), on trouve que, pour une forte vitesse du gaz, les charges positives disparaissent plus vite que les négatives.

39.... J'ai déterminé la mobilité des centres négatifs produits dans l'air irradié de la façon suivante (¹). Sur deux cadres métalliques rectangulaires *rr* et RR étaient tendus des fils de lin, de sorte que chaque cadre formait un réseau de 1^{cm^2} de surface de mailles environ. Ces deux réseaux étaient disposés près de la fenêtre de quartz *ff* parallèlement l'un à l'autre et à 5^{cm} de distance, comme le montre la figure 13.

Fig. 13.



Le plus petit réseau *rr* était un carré de 7^{cm} de côté, le plus grand RR, avec son plus grand côté vertical, mesurait $17^{cm} \times 24^{cm}$. L'air entre les réseaux est irradié, cependant la limite de la lumière restait éloignée de 2^{cm} du plus petit réseau (²); celui-ci est relié à l'électroscope E qui est muni d'un microscope pour l'observation et placé dans l'enveloppe HH, et chargé positivement. Le plus grand des réseaux est à la terre. Un ventilateur centrifuge envoie perpendiculairement à travers les deux réseaux un courant d'air qui est plus large que le plus petit réseau. La vitesse du courant d'air est réglable, et est mesurée au

(¹) Le même principe a déjà été publié dans un autre cas par M. J. Zeleny (*Phil Mag.*, 5ᵉ série, t. XLVI, 1898, p. 122).

(²) Sans cette précaution il était impossible, pour des raisons faciles à voir, d'annuler entièrement la décharge au moyen des courants d'air.

moyen d'un petit anémomètre ([1]), qui peut être amené à cet effet entre les deux réseaux. On mesurait, à chaque fois, pour diverses vitesses du courant d'air la perte de voltage du réseau chargé pour un éclairement de 10 secondes. Les résultats obtenus sont les suivants :

Vitesse de l'air.	Perte en 10 sec.	Vitesse de l'air.	Perte en 10 sec.
$\frac{m.}{sec.}$	volts	$\frac{m.}{sec.}$	volts
0	58	1,16	9
0,29	42	1,30	0
0,46	36	1,46	0
0,79	15	2,10	0
1,02	11	»	»

La perte et la vitesse sont, d'après cela, à peu près fonction linéaire l'une de l'autre jusqu'à une vitesse de $1^{m},30$ par seconde. Ceci correspond à cette représentation simple, que la vitesse des centres par rapport aux réseaux est la différence entre la vitesse de transport par le champ et la vitesse de l'air; et l'on est fondé à admettre que la force électrique employée était assez grande, pour ne pas laisser entrer d'une façon appréciable en ligne de compte la diffusion des centres. Une ligne droite représentant graphiquement les données expérimentales coupe au point $1,30\ \frac{m.}{sec.}$ la ligne des pertes nulles; cette vitesse est, par suite, la vitesse réelle de transport des centres négatifs dans notre cas. Le champ électrique utilisé était de 208 volts pour 5^{cm}, ou de $41^{volts},6$ par centimètre. Si l'on peut admettre que la vitesse croît proportionnellement au champ, la mobilité des centres négatifs rapportée à un champ de $1\ \frac{volt}{cent.}$ est de $3,13\ \frac{cm.}{sec.}$. C'est à peu près le double de la valeur trouvée pour les centres négatifs par M. Rutherford dans différents autres cas de conductibilité électrique à travers l'air ([2]).

40, 41, 42. Considérations théoriques sur la nature des centres négatifs.

43. Nous avons déjà indiqué que la mobilité des centres positifs est très faible, car ils obéissent plutôt aux courants d'air qu'aux forces

---

([1]) Les indications de l'instrument furent contrôlées en l'entraînant avec une vitesse connue au moyen d'une essoreuse; la table de correction donnée avec l'instrument par le constructeur (Ellwison Fuess) fut d'ailleurs trouvée exacte.

([2]) RUTHERFORD, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 8e série, t. IX, 1898, p. 416.

électriques. Si l'on peut admettre que ces centres ont une constitution particulière, on peut faire une évaluation de leur mobilité de la manière suivante. Nous avons trouvé (36) qu'il fallait environ 15 secondes pour faire disparaître les centres de l'espace compris entre la fenêtre et une plaque parallèle à celle-ci et placée à 5^{cm} de distance, En moyenne chaque centre reste donc pendant $\frac{15}{2} = 7^s,5$ dans le champ électrique. Comme une plaque dans la position précédente, et chargée à 217 volts, ne recueille qu'à peu près la dixième partie de la totalité de l'électricité positive libérée dans l'air, c'est-à-dire à peu près la dixième partie seulement de l'électricité négative recueillie quand le signe de la charge est opposé (31), le déplacement du centre positif pendant le temps de $7^s,5$ où il est disponible n'est que de $\frac{1}{10}$ de centimètre $= 0^{cm},5$ à peu près. A cela correspond un déplacement de $\frac{0,5}{7,5} = 0,067 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ pour une chute de potentiel de 217 volts pour 5^{cm}. D'où résulte une mobilité de $0,0015 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ pour $1 \frac{\text{volt}}{\text{cent.}}$.

44. ....

45. D'après tout ce qui précède (surtout **22-28**), on peut considérer comme établi que le volume de l'air irradié est le siège de l'action de la lumière que l'on étudie. Mais il peut subsister des doutes sur la question de savoir si la poussière toujours en suspension dans l'air de la salle et, par suite, également éclairée, ne prend pas une part importante à l'effet observé. Si cette poussière est susceptible de donner lieu à l'effet Hallwachs et si elle est présente en quantité suffisante, elle devrait effectivement produire, même sans action de la lumière sur l'air lui-même, des phénomènes analogues à ceux que l'on a décrits. Des centres négatifs faciles à déplacer en sortiraient, tandis qu'elle-même constituerait des noyaux positifs peu mobiles.

A une telle hypothèse s'oppose cependant le fait, que dans nos expériences les centres négatifs n'agissent pas sur un jet de vapeur et ne sont pas non plus influencés par lui, comme le montre ce qui suit, alors que les centres négatifs produits par la lumière ultra-violette frappant les corps solides ou liquides sont des noyaux de condensation très actifs de la vapeur d'eau ([1]).

([1]) P. Lenard et M. Wolf, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 444.

Latéralement au faisceau lumineux nettement délimité qui traverse la fenêtre de quartz, et à 7^{cm} de distance de son bord, se trouve placé un cadre isolé, recouvert d'un voile fin; en face de lui, de l'autre côté de l'axe du faisceau lumineux, se trouve une plaque métallique plus grande que lui, enduite d'eau de savon et reliée à la terre. Un électroscope relié au cadre et au voile montre alors l'action de décharge de la lumière comme au n° 22. Or, comme le potentiel du cadre était maintenu entre 200 volts et 4000 volts, le champ agissant entre lui et la plaque éloignée de 12^{cm} allait de $16\,\frac{\text{volts}}{\text{cm.}}$ à $300\,\frac{\text{volts}}{\text{cm.}}$.

D'après les mobilités trouvées pour les centres négatifs (39), ceci donne, pour la durée de leur trajet depuis la limite de l'ombre jusqu'au voile, de $0^{s},14$ à $0^{s},007$. Si maintenant on plaçait un jet de vapeur dans différentes positions au voisinage du voile chargé positivement, entre lui et la limite de l'ombre, la réaction du jet ne se produisait en aucun cas moins de 2 secondes après le début de l'éclairement. Il était également indifférent, pour la durée qui s'écoulait jusqu'à l'apparition de la réaction, que le voile fût chargé positivement, négativement, ou pas du tout.

L'effet électrique observé sur une plaque placée parallèlement à la fenêtre et recouverte d'eau de savon (31) n'était, lui aussi, pas appréciablement modifié, lorsqu'un jet de vapeur jaillissait entre la plaque et la fenêtre; il ne l'était pas davantage quand un épais brouillard, provenant d'un tube placé à quelque distance, emplissait l'espace entre la plaque et la fenêtre. Si les centres électrisés agissaient comme noyau de condensation, la décharge de l'électricité positive aurait dû être ici diminuée, et, en outre, il fallait s'attendre à ce que la poussière de l'air de la salle fût ici recouverte d'eau et devînt, par suite, incapable de présenter l'effet photo-électrique.

46. De ce qui précède résulte en outre que les noyaux de condensation formés par la lumière ultra-violette dans l'air, qui ont été étudiés par M. Wilson et dans la Communication précédente, ne sont pas identiques avec les centres d'électricité négative étudiés présentement [1]. Mais, de plus, je n'ai trouvé aucun indice me permettant

---

(1) Ceci serait aussi en contradiction avec les expériences de M. Wilson (*Philosophical Transactions*, t. CXCIII, 1899, p. 305).

de croire que ces noyaux étaient identiques avec les centres d'électricité positive.

Si le jet de vapeur placé près de la fenêtre et réagissant fortement était dirigé sur une toile métallique placée en dehors de la lumière ou sur une surface métallique refroidie avec de la glace, celle-ci ne prenait aucune charge appréciable à l'électroscope d'Exner, même lorsque le jet de vapeur se trouvait dans le champ d'un condensateur fortement chargé, qui devait écarter de son domaine l'électricité négative.....

.... 47. Les expériences décrites décèlent donc en tout quatre produits différents dans l'air atmosphérique traversé par la lumière ultra-violette : des centres d'électricité négative, qui semblent être des atomes ou des molécules chargées, des centres d'électricité positive de dimensions plus grandes, des noyaux de condensation, qui ne sont pas électrisés, et de l'ozone.

SUR LA THÉORIE DES ÉLECTRONS,

PAR H.-A. LORENTZ,
Professeur à l'Université de Leyde (¹).

Je me suis occupé pour la première fois de la théorie des électrons qui, d'ailleurs, à cette époque, n'avaient pas encore reçu ce nom, dans un Mémoire sur le rapport qui existe entre la vitesse de la lumière et la densité des corps (²). Voici le commencement de l'extrait de ce Mémoire qui a été publié dans les *Annales de Wiedemann* :

EXTRAIT 1.

« § 1. Jusqu'ici la théorie électromagnétique de la lumière établie par Maxwell n'a été appliquée qu'aux lois générales de la propagation et aux phénomènes de réflexion et de réfraction. Voulant aller plus loin dans la comparaison de la théorie avec les observations, j'ai examiné ce qu'elle nous apprend au sujet du rapport qui existe entre l'indice de réfraction n d'un corps et sa densité d.

» Pour arriver à cette relation, j'ai admis que l'espace entre les molécules du corps considéré est occupé par l'éther et que, à l'exception peut-être du voisinage immédiat des molécules, les propriétés de ce milieu sont les mêmes que dans le vide. Si l'on suppose, en outre,

(¹) NOTE DES ÉDITEURS. — Ce Mémoire a été écrit par M. H.-A. Lorentz pour la présente Publication. Il contient d'importants extraits des Ouvrages antérieurs de l'auteur : 1° *Ueber die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte* (*Annalen der Physik und Chemie*, t. IX, 1880). 2° *La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants* (*Arch. néerl.*, t. XXV). 3° *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern* (Leyde, 1895). Ces derniers extraits ont été traduits de l'allemand par M. A. Gallotti.

Le Mémoire se termine par une traduction de deux Mémoires récents de l'auteur, faite par M. Paul Langevin.

En ce qui concerne la théorie du phénomène de Zeeman, nous prions le lecteur de vouloir bien se reporter au Rapport présenté par M. H.-A. Lorentz au Congrès international de Physique de 1900 (*Théorie des phénomènes magnéto-optiques récemment découverts*, t. III, p. 1).

(²) H.-A. LORENTZ, *Over het verband tusschen de voortplantingssnelheid van het licht en de dichtheid en samenstelling der middenstoffen*, (*Verhandelingen der Acad. v. Wet. Amst.*, t. XVIII, 1878).

qu'une force électrique produise, dans chaque molécule d'un corps isotrope, un moment électrique proportionnel à la force elle-même et ayant la même direction que cette dernière, et que, de plus, on applique la loi de Coulomb même pour des distances très petites, on est conduit à une relation entre le pouvoir inducteur spécifique K d'un corps non conducteur et sa densité ([1]). En combinant ce résultat avec la formule

$$K = n^2,$$

établie par Maxwell, on trouve que, lorsque la densité varie, l'expression

$$\frac{n^2 - 1}{(n^2 + 2)d} = C$$

doit rester constante.

» On pourrait objecter au raisonnement que je viens d'indiquer que, dans les calculs qui ont fourni l'équation $K = n^2$, le milieu a été considéré comme parfaitement homogène et que, par conséquent, ces calculs ne sont pas immédiatement applicables à un corps à structure moléculaire. De plus, la relation $K = n^2$ ne peut être vraie que pour des rayons à longueur d'onde infiniment grande. C'est pour ces raisons que j'ai préféré traiter directement la propagation de la lumière dans un système de molécules, en tenant compte aussi bien des mouvements électriques qui se produisent dans ces particules elles-mêmes que de ceux qui ont leur siège dans l'éther. La distinction entre ces deux catégories de mouvements sera également nécessaire dans la solution d'autres problèmes, par exemple de ceux qui se présentent dans la théorie de l'aberration de la lumière. »

« § 2. Considérons un très grand nombre de molécules égales, distribuées dans l'éther d'une manière isotrope. Autour de chacune d'elles, nous décrirons une petite sphère K dont la grandeur soit telle qu'à l'extérieur de ces surfaces, l'éther ait les mêmes propriétés que dans le vide. Quant à la matière contenue dans une des sphères, je supposerai que, sans changer l'état à l'extérieur, on puisse la remplacer par une seule molécule P située au centre. Dans mon Mémoire original j'ai fait voir que l'on arrive aux mêmes résultats en se basant sur d'autres hypothèses, en admettant, par exemple, que les sphères K soient remplies d'une matière parfaitement conductrice

---

([1]) Cette relation avait déjà été trouvée par Clausius et Mossotti.

ou que chaque molécule contienne un certain nombre de particules électriques qui peuvent se déplacer à travers l'éther.

» Désignons maintenant par X, Y, Z les composantes de la force électrique agissant sur l'une des particules P, par m_x, m_y, m_z les composantes de son moment électrique et exprimons la relation entre ces grandeurs par les formules

$$(1) \qquad m_x = \varkappa X, \qquad m_y = \varkappa Y, \qquad m_z = \varkappa Z,$$

dans lesquelles $\varkappa$ est une constante qui dépend de la nature des molécules. »

« § 3. Les moments électriques dans les molécules du corps seront accompagnés d'un champ électrique dans l'éther; dans chaque point de ce milieu, il y aura une certaine polarisation diélectrique dont les composantes sont liées à celles de la force électrique par les formules

$$\xi = \varepsilon_0 X, \qquad \eta = \varepsilon_0 Y, \qquad \zeta = \varepsilon_0 Z,$$

où ε_0 est la constante diélectrique de l'éther. En employant ces équations fondamentales on peut établir un système d'équations différentielles partielles propres à déterminer ξ, η, ζ en fonctions des coordonnées x, y, z et du temps t. Je donnerai à ces équations la forme sous laquelle elles ont été établies par Helmholtz. »

Mes développements de 1878 ne reposaient donc pas sur la théorie de Maxwell proprement dite, mais sur la théorie de Helmholtz qui, tout en reconnaissant le rôle important joué par l'éther, est basée sur la notion d'une action à distance. C'est un point de vue que j'ai abandonné dans les publications ultérieures.

Je ne reproduirai pas ici les calculs de mon premier Mémoire. Il suffira de mentionner le résultat final

$$(2) \qquad \frac{n^2-1}{(n^2+2)d} = k,$$

$$(3) \qquad k = \frac{\frac{4}{3}\pi\rho^3}{m} \cdot \frac{(3+4\pi\varepsilon_0) - 4\pi\varepsilon_0 \frac{\rho^3}{\varkappa}}{(3+8\pi\varepsilon_0)\frac{\rho^3}{\varkappa} - 8\pi\varepsilon_0}.$$

Ces formules, dans lesquelles m représente la masse d'une molécule et ρ le rayon des sphères K [1], montrent que, tant que les molé-

---

[1] Le même résultat a été obtenu par L. Lorentz.

cules elles-mêmes ne changent pas de propriétés, une variation de la densité d n'a aucune influence sur la valeur de

$$\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}.$$

EXTRAIT 2.

« § 15. Dans tout ce qui précède, les molécules ont été supposées égales entre elles. En admettant plusieurs espèces de molécules, on obtient des formules pour l'indice de réfraction d'un mélange. On trouve d'abord que pour un tel corps l'expression $\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}$ doit de nouveau avoir une valeur constante, et en second lieu que cette valeur peut être calculée lorsqu'on connaît les constantes analogues

$$\frac{n^2-1}{(n_1^2+2)d_1}, \qquad \frac{n_2^2-1}{(n_2^2+2)d_2}, \qquad \cdots$$

pour les corps constituants. En indiquant par a_1, a_2, ... les poids de ces corps qui entrent dans l'unité de poids du mélange, on aura

$$(4) \qquad \frac{n^2-1}{(n^2+2)d} = a_1\frac{n_1^2-1}{(n_1^2+2)d_1} + a_2\frac{n_2^2-1}{(n_2^2+2)d_2} + \ldots \text{ »}$$

Le paragraphe 16 contient quelques remarques sur la dispersion de la lumière. Je me suis d'abord demandé quelle peut être l'influence des distances mutuelles et du mode d'arrangement des molécules. J'ai trouvé que, vu la petitesse des distances moléculaires, cette influence doit être très faible et j'ai remarqué que l'isotropie optique des cristaux du système régulier nous empêche de chercher la cause de la dispersion dans le groupement des molécules. En effet, dès qu'on attribue à cette structure une influence sensible, les différentes directions dans un tel cristal ne sauraient être considérées comme équivalentes au point de vue de l'optique.

EXTRAIT 3.

« § 17. Il paraît donc qu'on doive expliquer la dispersion non pas par l'*arrangement*, mais plutôt par la *nature* des molécules. Considérons donc de plus près la manière dont se produit un moment électrique, en nous bornant aux hypothèses les plus simples.

» Supposons qu'une molécule contienne un certain nombre de points matériels chargés d'électricité et qu'un seul de ces points, dont la charge soit e, puisse être déplacé de sa position d'équilibre, les autres

restant immobiles en vertu de leurs grandes masses. Soient $-cx$, $-cy$, $-cz$ les composantes de la force qui tend à ramener le point mobile vers sa position d'équilibre après un déplacement (x, y, z), c étant une constante positive. Cette force peut être regardée comme due à l'action des points immobiles. Si alors la molécule est soumise à une force électrique extérieure (X, Y, Z), il y aura équilibre lorsque

$$x = \frac{e}{c}X, \qquad y = \frac{e}{c}Y, \qquad z = \frac{e}{c}Z.$$

Les composantes du moment électrique, qui sont supposées être nulles dans le cas d'équilibre, seront alors ex, ey, ez ou bien $\varkappa X$, $\varkappa Y$, $\varkappa Z$, si l'on pose $\varkappa = \frac{e^2}{c}$.

» On arrive à un autre résultat si le point est en mouvement. Alors on aura, en désignant par μ la masse,

$$eX - cx = \mu\frac{d^2x}{dt^2}, \qquad eY - cy = \mu\frac{d^2y}{dt^2}, \qquad eZ - cz = \mu\frac{d^2z}{dt^2}.$$

» Dans le cas de vibrations harmoniques de la période T, on arrive de nouveau aux formules (1); seulement on a maintenant

$$\varkappa = \frac{e^2}{c - \frac{4\pi^2\mu}{T^2}},$$

ce qui a une valeur d'autant plus grande que T est plus petit $\left(\text{pourvu que } \frac{4\pi^2\mu}{T^2} \text{ soit toujours inférieur à } c\right)$.

» En réalité, la structure d'une molécule peut être beaucoup plus compliquée que nous ne l'avons imaginé dans ce qui précède. Aussi n'ai-je eu d'autre but que de justifier l'hypothèse suivante : dans les formules de ce Mémoire on devra entendre par $\varkappa$ une grandeur qui diminue lorsque T croît, ces variations de $\varkappa$ étant dues à ce qu'une certaine masse est mise en mouvement. On déduit facilement des équations (2) et (3), que cette propriété de $\varkappa$ suffit à expliquer la dispersion.

» Dans mon Mémoire original, j'ai établi des formules de dispersion s'accordant suffisamment avec les mesures des indices. Je ne les reproduirai pas ici parce que la structure des molécules nous est trop inconnue pour qu'on puisse attacher beaucoup d'importance à la forme spéciale de mes équations. »

Il convient de remarquer que la théorie précédente de la dispersion n'est autre chose que l'explication proposée par Sellmeier, Boussinesq et Helmholtz, traduite pour ainsi dire dans le langage de la théorie électromagnétique.

Après avoir remarqué que les formules (2) et (4) doivent être applicables pour chaque valeur déterminée de T, et après avoir comparé ces formules aux données expérimentales, ce qui m'a fourni l'occasion d'insister sur les écarts systématiques qui se présentent, j'ai terminé comme il suit.

EXTRAIT 4.

« § 26. Plusieurs physiciens ont montré que les indices d'un grand nombre de combinaisons chimiques peuvent être calculés par les mêmes formules dont on peut se servir pour les mélanges. En appliquant l'équation (4) à des combinaisons de carbone, d'oxygène et d'hydrogène dont les indices ont été mesurés par Landolt, j'ai trouvé un accord assez grossier, ma formule le cédant sous ce rapport à la formule empirique que Landolt a employée.

» Du reste, si la formule se montrait applicable aux combinaisons, cela prouverait, au point de vue de la théorie électromagnétique de la lumière, qu'un moment électrique peut être produit, non seulement dans chaque molécule d'un mélange, mais aussi dans chaque atome d'une combinaison. »

Dans ce qui précède, il fut déjà question de l'aberration de la lumière. En 1887, j'ai consacré une étude spéciale à ce phénomène et à d'autres qui s'y rattachent [1]; j'ai été ainsi conduit à embrasser l'hypothèse de Fresnel d'un éther immobile, et à reconnaître toute l'importance du coefficient d'entraînement qui lui a permis d'expliquer un certain nombre de phénomènes se présentant dans ce domaine de la Physique. Arrivé à ce point, j'ai espéré pouvoir calculer la valeur de ce coefficient au moyen d'une théorie électromagnétique basée sur l'hypothèse que l'éther ne soit pas entraîné dans le mouvement des corps pondérables. J'ai résolu ce problème dans le Mémoire intitulé : *La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants* [2], dont je fais suivre maintenant

---

[1] H.-A. LORENTZ, *De l'influence du mouvement de la Terre sur les phénomènes lumineux* (*Arch. néerl.*, t. XXI, 1887, p. 103).

[2] *Arch. néerl.*, t. XXV, 1892, p. 363.

quelques extraits. Remarquons que toutes les quantités qui entrent dans les formules ont été exprimées en unités électromagnétiques et que les axes des coordonnées ont été choisis de telle sorte que, pour un observateur placé du côté des z positifs, une rotation de 90° de Ox vers Oy soit inverse du mouvement des aiguilles d'une montre.

Extrait 5.

« § 74. Il m'a semblé utile de développer une théorie des phénomènes électromagnétiques basée sur l'idée d'une matière pondérable parfaitement perméable à l'éther, et pouvant se déplacer sans communiquer à ce dernier le moindre mouvement. Certains faits de l'optique peuvent être invoqués à l'appui de cette hypothèse et, bien que le doute soit encore permis, il importe certainement d'examiner toutes les conséquences de cette manière de voir. Malheureusement, une difficulté bien sérieuse se présente dès le début. Comment, en effet, se faire une idée bien précise d'un corps qui, se déplaçant au sein de l'éther et traversé, par conséquent, par ce milieu, est en même temps le siège d'un courant électrique ou d'un phénomène diélectrique? Pour surmonter la difficulté, autant qu'il m'était possible, j'ai cherché à ramener tous les phénomènes à un seul, le plus simple de tous, et qui n'est autre chose que le mouvement d'un corps électrisé. On verra que, sans approfondir la relation entre la matière pondérable et l'éther, on peut établir un système d'équations propres à décrire ce qui se passe dans un système de tels corps. Ces équations se prêtent à des applications très variées qui feront l'objet des Chapitres suivants; elles nous fourniront une déduction théorique du *coefficient d'entraînement* que Fresnel introduisit dans la théorie de l'aberration. Il suffira, dans ces applications, d'admettre que tous les corps pondérables contiennent une multitude de petites particules à charges positives ou négatives, et que les phénomènes électriques sont produits par le déplacement de ces particules. Selon cette manière de voir, une charge électrique est constituée par un excès de particules dont les charges ont un signe déterminé, un courant électrique est un véritable courant de ces corpuscules et dans les isolateurs pondérables il y aura *déplacement diélectrique* dès que les particules électrisées qu'il contient sont éloignées de leurs positions d'équilibre.

» Ces hypothèses n'ont rien de nouveau en ce qui concerne les électrolytes, et elles offrent même une certaine analogie avec les idées

sur les conducteurs métalliques qui avaient cours dans l'ancienne théorie de l'électricité. Des atomes des fluides électriques aux corpuscules chargés la distance n'est pas grande.

» On voit donc que, dans la nouvelle forme que je vais lui donner, la théorie de Maxwell se rapproche des anciennes idées. On peut même, après avoir établi les formules assez simples qui régissent les mouvements des particules chargées, faire abstraction du raisonnement qui y a conduit et regarder ces formules comme exprimant une loi fondamentale comparable à celles de Weber et de Clausius. Cependant, ces équations conservent toujours l'empreinte des principes de Maxwell. Weber et Clausius regardaient les forces qui s'exercent entre deux atomes d'électricité comme déterminées par la position relative, les vitesses et les accélérations que présentent ces atomes au moment pour lequel on veut considérer leur action. Les formules, au contraire, auxquelles nous parviendrons expriment d'une part quels changements d'état sont provoqués dans l'éther par la présence et le mouvement de corpuscules électrisés; d'autre part, elles font connaître la force avec laquelle l'éther agit sur l'une quelconque de ces particules. Si cette force dépend du mouvement des autres particules, c'est que ce mouvement a modifié l'état de l'éther; aussi la valeur de la force, à un certain moment, n'est-elle pas déterminée par les vitesses et les accélérations que les petits corps possèdent à ce même instant; elle dérive plutôt des mouvements qui ont déjà eu lieu. En termes généraux, on peut dire que les phénomènes excités dans l'éther par le mouvement d'une particule électrisée se propagent avec une vitesse égale à celle de la lumière. On revient donc à une idée que Gauss énonça déjà en 1845, et suivant laquelle les actions électrodynamiques demanderaient un certain temps pour se propager de la particule agissante à la particule qui en subit les effets.

Hypothèses fondamentales.

« § 75. *a.* Les particules chargées seront regardées comme étant de la *matière pondérable* à laquelle des forces peuvent être appliquées; cependant, je supposerai que dans tout l'espace occupé par une particule se trouve aussi l'éther, et même qu'un déplacement diélectrique et une force magnétique, produits par une cause extérieure, peuvent exister dans cet espace comme si la matière pondérable n'y existait pas : cette dernière est donc considérée comme parfaitement perméable à ces actions.

» *b*. Je désignerai par f, g et h les composantes du déplacement diélectrique dans l'éther, et je prendrai pour l'énergie potentielle du système la valeur

$$2\pi V^2 \int (f^2 + g^2 + h^2)\, d\tau,$$

V étant la vitesse de la lumière dans l'éther, $d\tau$ un élément de volume et l'intégration s'étendant à l'espace infini.

Dans tous les points extérieurs aux particules on aura

$$\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} = 0,$$

mais je suppose qu'à l'intérieur d'une particule cette équation doit être remplacée par

$$(5) \qquad \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z} = \rho,$$

où ρ désigne quelque quantité propre au point considéré de la particule et à laquelle il nous est impossible de rien changer.

» Cette quantité ρ sera appelée la *densité* de la charge électrique.

» Pour simplifier les calculs, cette densité sera regardée comme une fonction continue des coordonnées ; on supposera donc que la valeur de ρ, nulle à l'extérieur d'une particule et positive ou négative à l'intérieur, ne présente pas une transition brusque à la surface. Cette dernière hypothèse nous donne le droit de regarder comme continues toutes les variables qui dépendent des coordonnées.

» Du reste x, y et z désigneront les coordonnées d'un point immobile dans l'espace. En général, toutes les quantités variables seront des fonctions de x, y, z et du temps t.

» *c*. Les particules se comporteront comme des corps rigides ; elles ne pourront donc avoir d'autre mouvement qu'une translation et une rotation. Dans ce mouvement, chaque point d'une particule conservera la même valeur de ρ. Les valeurs de f, g et h dans l'éther, lui-même immobile, doivent changer de telle façon que ce soit chaque fois dans un nouveau point de l'espace qu'il est satisfait à l'équation (5).

» *d*. Je désignerai par ξ, η et ζ les composantes de la vitesse d'un point d'une particule chargée, et je supposerai que le *courant électrique*, c'est-à-dire le vecteur qui donne lieu à une énergie cinétique dont la grandeur sera indiquée plus tard, a pour composantes

$$(6) \qquad u = \rho\xi + \frac{\partial f}{\partial t}, \qquad v = \rho\eta + \frac{\partial g}{\partial t}, \qquad w = \rho\zeta + \frac{\partial h}{\partial t}.$$

» A l'appui de cette hypothèse, que j'ai empruntée à M. Hertz, on peut rappeler l'expérience bien connue de M. Rowland, dans laquelle la rotation rapide d'un disque chargé a produit les mêmes effets électromagnétiques qu'un système de courants circulaires. Elle a démontré que le déplacement d'un corps chargé constitue un vrai courant électrique, ce qui d'ailleurs est conforme à la théorie généralement acceptée de l'électrolyse.

» Or, on mesure toujours les composantes d'un courant par les quantités d'électricité, rapportées à l'unité de surface et à l'unité de temps, qui traversent des éléments de surface perpendiculaires aux axes des coordonnées. Si donc l'unité de volume d'un corps chargé, animé de la vitesse (ξ, η, ζ), contient la quantité d'électricité ρ, les composantes du courant seront $\rho\xi$, $\rho\eta$, $\rho\zeta$.

» D'un autre côté, on admet dans la théorie de Maxwell que les variations du déplacement diélectrique constituent un courant aux composantes $\frac{\partial f}{\partial t}$, $\frac{\partial g}{\partial t}$, $\frac{\partial h}{\partial t}$. Les équations (6) expriment donc que le vecteur dont dépend l'énergie cinétique est composé des deux courants dont nous venons de parler.

» Ce *courant total* a la propriété importante que la distribution en est solénoïdale.

» En effet, dans le mouvement d'un corps rigide, on a

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0,$$

et, par conséquent,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \xi \frac{\partial \rho}{\partial x} + \eta \frac{\partial \rho}{\partial y} + \zeta \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial z}\right),$$

ou bien, en vertu de la formule (5),

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \xi \frac{\partial \rho}{\partial x} + \eta \frac{\partial \rho}{\partial y} + \zeta \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

» Ici le second membre représente la variation par unité de temps de la densité électrique pour un point qui se déplace avec la particule; l'expression s'annule donc en vertu de l'hypothèse *c*.

» *e*. Grâce à la propriété que je viens de démontrer, on peut admettre que la relation entre le courant électrique (u, v, w) et l'énergie cinétique est toujours celle que nous avons appris à connaître dans le premier Chapitre. Comme il s'agit de phénomènes dans l'éther il n'y a pas lieu de distinguer la force et l'induction magnétiques; je

déterminerai donc la force magnétique (α, β, γ) par les équations

$$(7)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial\gamma}{\partial y} - \dfrac{\partial\beta}{\partial z} = 4\pi\left(\rho\xi + \dfrac{\partial f}{\partial t}\right), \\ \dfrac{\partial\alpha}{\partial z} - \dfrac{\partial\gamma}{\partial x} = 4\pi\left(\rho\eta + \dfrac{\partial g}{\partial t}\right), \\ \dfrac{\partial\beta}{\partial x} - \dfrac{\partial\alpha}{\partial y} = 4\pi\left(\rho\zeta + \dfrac{\partial h}{\partial t}\right), \end{cases}$$

$$(8)\quad \frac{\partial\alpha}{\partial x} + \frac{\partial\beta}{\partial y} + \frac{\partial\gamma}{\partial z} = 0,$$

et j'attribuerai à l'énergie cinétique la valeur

$$T = \frac{1}{8\pi}\int(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)\,d\tau. \quad »$$

A ces formules il faut ajouter :

1° Les équations qui expriment la relation entre les valeurs de f, g, h dans l'éther et les changements du champ magnétique. Elles ont la forme

$$(9)\quad \begin{cases} 4\pi V^2\left(\dfrac{\partial g}{\partial z} - \dfrac{\partial h}{\partial y}\right) = \dfrac{\partial\alpha}{\partial t}, \\ 4\pi V^2\left(\dfrac{\partial h}{\partial x} - \dfrac{\partial f}{\partial z}\right) = \dfrac{\partial\beta}{\partial t}, \\ 4\pi V^2\left(\dfrac{\partial f}{\partial y} - \dfrac{\partial g}{\partial x}\right) = \dfrac{\partial\gamma}{\partial t}. \end{cases}$$

2° Les équations

$$(10)\quad \begin{cases} \mathfrak{X} = 4\pi V^2\displaystyle\int\rho f\,d\tau + \int\rho(\eta\gamma - \zeta\beta)\,d\tau, \\ \mathfrak{Y} = 4\pi V^2\displaystyle\int\rho g\,d\tau + \int\rho(\zeta\alpha - \xi\gamma)\,d\tau, \\ \mathfrak{Z} = 4\pi V^2\displaystyle\int\rho h\,d\tau + \int\rho(\xi\beta - \eta\alpha)\,d\tau, \end{cases}$$

qui déterminent les composantes de la force exercée sur un électron dans un champ électromagnétique.

Dans mon Mémoire, je me suis basé sur les principes de la dynamique pour arriver à ces formules (9) et (10). J'ai ensuite considéré la rotation des électrons et j'ai introduit l'hypothèse qu'on en peut faire abstraction.

Après avoir établi les équations fondamentales, je les ai appliquées aux phénomènes électrostatiques; pour ceux-ci, on retrouve les formules de l'ancienne théorie de l'électricité, dont on peut se servir

maintenant pour calculer le pouvoir inducteur spécifique d'un diélectrique pondérable.

EXTRAIT 6.

Pouvoir inducteur spécifique.

« § 101. L'influence des diélectriques pondérables dans les phénomènes de l'électrostatique s'explique par la supposition que les molécules de ces corps contiennent des particules chargées qui peuvent être déplacées par des forces extérieures. Pour simplifier j'admettrai les hypothèses suivantes, qu'on pourrait cependant remplacer par d'autres plus générales :

» *a*. Si toutes les particules chargées d'une molécule se trouvent dans leurs positions naturelles, elle n'exerce aucune influence sur d'autres molécules, même sur celles qui sont les plus voisines.

» *b*. Il n'y a dans chaque molécule qu'une seule particule chargée qui puisse être déplacée de sa position d'équilibre P. Si cette particule a la charge e, il faut, d'après l'hypothèse *a*, que l'ensemble des autres particules exerce la même action électrostatique qu'une charge $-e$ au point P. Si donc la particule mobile a pris la position P′, la molécule entière équivaut à un système formé de deux particules aux charges $+e$ et $-e$, l'une se trouvant au point P′ et l'autre au point P. Un tel système sera nommé un *couple électrique;* le produit

$$\mathbf{m} = e \times \mathrm{PP'}$$

est ce qu'on nomme le *moment* de ce couple. Cette quantité est regardée comme un vecteur dont la direction est celle de la ligne PP′.

» Les composantes du moment sont :

$$\mathbf{m}_x = e\mathbf{x}, \qquad \mathbf{m}_y = e\mathbf{y}, \qquad \mathbf{m}_z = e\mathbf{z},$$

$\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$ étant les projections du déplacement PP′.

» *c*. Ces dernières lignes seront considérées comme très petites, même par rapport à la distance des molécules les plus voisines.

» *d*. Dès que le corpuscule mobile a été déplacé, les autres parties de la molécule exercent une force qui tend à le ramener vers la position d'équilibre. Je prendrai, pour les composantes de cette force,

$$-\mathfrak{f}\mathbf{x}, \quad -\mathfrak{f}\mathbf{y}, \quad -\mathfrak{f}\mathbf{z},$$

$\mathfrak{f}$ étant une constante qui dépend de la structure de la molécule. Du reste, ce coefficient et la charge e seront regardés comme ayant les

mêmes valeurs dans toutes les molécules d'un même isolateur homogène. Si $(\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z})$ est la force que toutes les particules chargées qui se trouvent au dehors de la molécule considérée exercent sur une particule à unité de charge placée au point P, la particule mobile sera en équilibre si

$$\mathfrak{x} = \frac{e\mathfrak{X}}{\mathfrak{f}}, \quad \mathfrak{y} = \frac{e\mathfrak{Y}}{\mathfrak{f}}, \quad \mathfrak{z} = \frac{e\mathfrak{Z}}{\mathfrak{f}},$$

et l'on aura

$$(11) \qquad \mathfrak{m}_x = \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\mathfrak{X}, \quad \mathfrak{m}_y = \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\mathfrak{Y}, \quad \mathfrak{m}_z = \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\mathfrak{Z}.$$

» § 102. Voici le problème qu'il faut résoudre pour se rendre compte de l'influence d'un diélectrique homogène et isotrope dans les phénomènes électrostatiques.

» Un système de conducteurs est placé dans un diélectrique qui s'étend à l'infini, et chaque conducteur est maintenu à un potentiel donné. Déterminer les charges.

» Remarquons d'abord que le potentiel φ en un point quelconque d'un conducteur, c'est-à-dire la somme

$$\varphi = V \sum \frac{e}{r},$$

peut être décomposé en deux parties φ_1 et φ_2, l'une étant produite par les particules chargées qui se trouvent sur les conducteurs eux-mêmes, et l'autre par la *polarisation* des molécules du diélectrique. Je commencerai par calculer la valeur de φ_2 dans un point Q extérieur au diélectrique, et, pour m'exprimer avec plus de clarté, je désignerai par $D\sigma$ et $D\tau$ des éléments de surface et de volume dont les dimensions sont très grandes par rapport aux distances moléculaires.

» Soient x, y, z les coordonnées d'un point dans le diélectrique, x', y', z' les coordonnées du point Q, r la distance de ces deux points, N le nombre des molécules par unité de volume, M_x, M_y, M_z les composantes ([1]) du moment électrique M existant par unité de volume.

» Un calcul très simple donne pour la partie de φ_2 qui provient d'un

([1]) On obtient ces grandeurs de la manière suivante. Soit τ un espace contenant un grand nombre de molécules, mais dont les dimensions sont pourtant si petites que l'état du corps peut être considéré comme partout le même dans toute l'étendue de τ. Alors la somme des $\mathfrak{m}_x$ prise pour toutes les molécules situées dans l'espace τ, divisée par τ, donnera la valeur de M_x.

élément $D\tau$

$$V\left\{M_x \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + M_y \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + M_z \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)\right\} D\tau.$$

» La valeur cherchée sera donc

$$\varphi_2 = V\int\left\{M_x \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + M_y \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + M_z \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)\right\} D\tau,$$

et, en intégrant par parties, on arrive à l'expression suivante :

$$\varphi_2 = -V\int \frac{M_n}{r} D\sigma - V\int \frac{1}{r}\left(\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_z}{\partial z}\right) D\tau,$$

où la première intégrale doit être étendue aux surfaces qui limitent le diélectrique, la normale n étant dirigée vers l'intérieur de ce corps.

» La formule peut être interprétée ainsi :

» En ce qui regarde les actions exercées sur des points extérieurs, le diélectrique peut être remplacé par un système ordinaire de particules chargées, distribuées d'une part sur l'espace τ occupé par l'isolateur, d'autre part sur les surfaces σ qui le limitent, les densités de ces distributions étant

$$(12) \qquad -\left(\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_z}{\partial z}\right) \quad \text{et} \quad -M_n.$$

» § 103. Soit φ le potentiel total qui serait produit en un point quelconque par la distribution dont il vient d'être question et par les particules chargées qui se trouvent sur les conducteurs. Cette fonction coïncidera avec le potentiel réel des conducteurs, et l'on verra bientôt qu'elle peut être employée dans la discussion de ce qui se passe à l'intérieur du diélectrique.

» Si les distributions de particules chargées déterminées par les expressions (12) existaient réellement, une particule à l'unité de charge éprouverait une force aux composantes

$$-V\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad -V\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad -V\frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

» Pour qu'il y ait équilibre, il faut qu'à l'intérieur d'un conducteur

$$\varphi = \text{const.},$$

d'où l'on déduit que les particules électrisées qui constituent la charge

d'un conducteur formeront une couche très mince à la surface. Je désignerai par

$$SD\sigma$$

la charge totale de la partie de cette couche qui correspond à l'élément $D\sigma$. Comme, dans le calcul du potentiel φ, il y a à considérer deux couches très minces juxtaposées, qui, par unité de surface, présentent les charges S et $-M_n$, il résulte d'un théorème bien connu que, en un point qui est séparé du conducteur par la seconde couche, mais en est néanmoins très voisin,

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = -4\pi V(S - M_n). \tag{13}$$

» A cette condition, on peut ajouter l'équation [1]

$$\Delta\varphi = 4\pi V\left(\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_z}{\partial z}\right), \tag{14}$$

qui doit avoir lieu dans tout l'espace occupé par le diélectrique. Enfin, la fonction φ ne présentera aucune discontinuité. On arrivera à la solution du problème proposé si l'on combine ces formules avec celles qui expriment M_x, M_y, M_z en fonction de $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial y}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial z}$, et que nous allons déduire des équations (11).

» § **104**. Pour calculer les forces $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ qui entrent dans ces dernières formules, je décris dans le diélectrique une sphère B qui a son centre dans la molécule considérée et dont le rayon est très grand par rapport aux distances moléculaires, tout en étant si petit que les fonctions M_x, M_y, M_z, $\frac{\partial M_x}{\partial x} + \frac{\partial M_y}{\partial y} + \frac{\partial M_z}{\partial z}$ peuvent être considérées comme constantes à l'intérieur de la surface. En appliquant à la partie du diélectrique qui est extérieure à la sphère le théorème du § **102**, on voit que la force ($\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$) se compose de plusieurs parties qui sont produites respectivement par :

» *a*. Les charges des conducteurs;

» *b*. Les charges superficielles aux densités $-M_n$ dans le voisinage immédiat des conducteurs;

---

[1] Δ signifie toujours $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

» *c.* La distribution à densité

$$-\left(\frac{\partial M_x}{\partial x}+\frac{\partial M_y}{\partial y}+\frac{\partial M_z}{\partial z}\right) \tag{15}$$

supposée exister dans le diélectrique extérieur à B ;

» *d.* Une charge superficielle sur la sphère elle-même, possédant la densité

$$-M_n;$$

» *e.* Les molécules qui se trouvent à l'intérieur de la sphère.

» Si la troisième distribution existait aussi à l'intérieur de B, cela ne changerait rien à la force cherchée, car l'expression (15) est regardée comme constante dans l'étendue de la sphère. Il s'ensuit que les trois premières parties de la force, prises ensemble, ont les composantes

$$-V\frac{\partial\varphi}{\partial x},\qquad -V\frac{\partial\varphi}{\partial y},\qquad -V\frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

» Un calcul bien simple donne pour les composantes de la quatrième partie

$$\frac{4}{3}\pi V^2 M_x,\qquad \frac{4}{3}\pi V^2 M_y,\qquad \frac{4}{3}\pi V^2 M_z;$$

on aura donc, en désignant par $(\mathfrak{X}', \mathfrak{Y}', \mathfrak{Z}')$ la dernière partie de la force et en substituant dans les formules (11)

$$\left\{\begin{aligned} \mathbf{m}_x &= \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\left(-V\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\frac{4}{3}\pi V^2 M_x+\mathfrak{X}'\right),\\ \mathbf{m}_y &= \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\left(-V\frac{\partial\varphi}{\partial y}+\frac{4}{3}\pi V^2 M_y+\mathfrak{Y}'\right),\\ \mathbf{m}_z &= \frac{e^2}{\mathfrak{f}}\left(-V\frac{\partial\varphi}{\partial z}+\frac{4}{3}\pi V^2 M_z+\mathfrak{Z}'\right). \end{aligned}\right. \tag{16}$$

» § 105. Reste à considérer la force $(\mathfrak{X}', \mathfrak{Y}', \mathfrak{Z}')$. Je représenterai par x, y et z les coordonnées du centre de la sphère, où se trouve la molécule considérée M ; par x', y', z' les coordonnées du point qui, dans une autre molécule M′ située à l'intérieur de la sphère, est analogue au point P (§ 101, *b*) ; par r la distance des deux points, par $\mathbf{m}$ et $\mathbf{m}'$ les moments électriques des deux molécules. Alors

$$\left\{\begin{aligned} \mathfrak{X}' = V^2\sum\frac{1}{r^5}\big\{&[3(x'-x)^2-r^2]\mathbf{m}'_x\\ &+3(x'-x)(y'-y)\mathbf{m}'_y+3(x'-x)(z'-z)\mathbf{m}'_z\big\},\quad \ldots, \end{aligned}\right. \tag{17}$$

la somme étant étendue à toutes les molécules M′ que contient la sphère.

» Il y a un cas où cette somme s'annule. C'est celui d'un système de molécules à arrangement cubique, comme le présentent les cristaux du système régulier. En effet, les moments $\mathbf{m}'_x$, $\mathbf{m}'_y$, $\mathbf{m}'_z$ peuvent alors être considérés comme égaux aux moments $\mathbf{m}_x$, $\mathbf{m}_y$, $\mathbf{m}_z$ de la molécule M elle-même; de plus, on aura, en supposant les axes des coordonnées parallèles aux axes cristallographiques,

$$(18)\qquad \sum\frac{(x'-x)(y'-y)}{r^5}=\sum\frac{(x'-x)(z'-z)}{r^5}=0,\qquad \ldots,$$

$$(19)\qquad \sum\frac{3(x'-x)^2-r^2}{r^5}=\sum\frac{3(y'-y)^2-r^2}{r^5}=\sum\frac{3(z'-z)^2-r^2}{r^5}.$$

» Les trois dernières expressions seront par conséquent égales à la troisième partie de leur somme qui est o.

» Dans les diélectriques amorphes, les molécules sont disséminées d'une manière moins régulière. Cependant, en se bornant aux corps isotropes, on arriverait encore à la conclusion

$$(20)\qquad \mathfrak{X}'=\mathfrak{Y}'=\mathfrak{Z}'=0,$$

s'il était permis de remplacer dans la somme (17) toutes les valeurs de $\mathbf{m}'_x$, $\mathbf{m}'_y$, $\mathbf{m}'_z$ par de certaines valeurs moyennes et d'admettre encore les égalités (18) et (19) qui expriment que la distribution des molécules est symétrique par rapport aux trois axes.

» Même si l'on voulait mettre en doute la conclusion (20), on pourrait remarquer que l'influence exercée par le diélectrique dépend, non pas de l'état des molécules individuelles, mais des valeurs moyennes $\overline{\mathbf{m}}_x$, $\overline{\mathbf{m}}_y$, $\overline{\mathbf{m}}_z$. Or, après avoir calculé $\mathfrak{X}'$, $\mathfrak{Y}'$, $\mathfrak{Z}'$ pour une molécule M, on peut faire la même chose pour une autre molécule, en décrivant, bien entendu, autour de cette dernière, une sphère B égale à celle au centre de laquelle se trouve M. A chaque molécule appartiendront donc des valeurs spéciales de $\mathfrak{X}'$, $\mathfrak{Y}'$, $\mathfrak{Z}'$, et l'on peut considérer les valeurs moyennes $\overline{\mathfrak{X}'}$, $\overline{\mathfrak{Y}'}$, $\overline{\mathfrak{Z}'}$ de ces fonctions dans un élément de volume $D\tau$. Il est clair qu'on obtiendra $\overline{\mathbf{m}}_x$, $\overline{\mathbf{m}}_y$ et $\overline{\mathbf{m}}_z$ si, dans les formules (16), on remplace $\mathfrak{X}'$, $\mathfrak{Y}'$, $\mathfrak{Z}'$ par $\overline{\mathfrak{X}'}$, $\overline{\mathfrak{Y}'}$, $\overline{\mathfrak{Z}'}$, et pour arriver aux simplifications qui découlent des équations (20) il suffit que

$$\overline{\mathfrak{X}'}=\overline{\mathfrak{Y}'}=\overline{\mathfrak{Z}'}=0.$$

» Ceci pourrait être vrai même dans le cas où la position accidentelle

des molécules M′ les plus voisines du centre de la sphère donne lieu à des valeurs positives ou négatives de $\mathfrak{X}'$, $\mathfrak{Y}'$, $\mathfrak{Z}'$. En effet, la ligne qui joint une molécule à celle qui en est le plus rapprochée aura toutes les directions possibles; il se pourrait donc que la distribution irrégulière et le défaut d'isotropie qui existent dans une seule des sphères B ne se fissent plus sentir dans les valeurs moyennes $\overline{\mathfrak{X}'}$, $\overline{\mathfrak{Y}'}$, $\overline{\mathfrak{Z}'}$. »

Il ressort des considérations précédentes qu'il est impossible de démontrer d'une manière rigoureuse que les valeurs de $\overline{\mathfrak{X}'}$, $\overline{\mathfrak{Y}'}$, $\overline{\mathfrak{Z}'}$ soient nulles. Ce qu'on peut faire voir, c'est que ces composantes peuvent être représentées par sV^2M_x, sV^2M_y, sV^2M_z, où le coefficient s est constant pour un diélectrique donné, mais varie avec la densité. En introduisant ces valeurs dans les formules (16) :

EXTRAIT 7.

« On trouve

$$M_x = \frac{Ne^2}{f}\left(-V\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{4}{3}\pi V^2 M_x + sV^2 M_x\right), \qquad \ldots,$$

ou bien, si l'on pose

$$\frac{NVe^2}{f - Ne^2(\frac{4}{3}\pi + s)V^2} = q, \tag{21}$$

$$M_x = -q\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \qquad M_y = -q\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \qquad M_z = -q\frac{\partial\varphi}{\partial z}.$$

» Ensuite les équations (13) et (14) deviennent

$$(1 + 4\pi q V)\frac{\partial\varphi}{\partial n} = -4\pi VS \tag{22}$$

et

$$\Delta\varphi = 0. \tag{23}$$

» § **108**. Cette dernière formule, jointe aux valeurs de φ pour les différents conducteurs que je regarderai comme données et à la continuité de φ, suffit, comme on sait, à la détermination du potentiel dans tous les points de l'espace. Ensuite l'équation (22) fait connaître la densité, et la charge de chaque conducteur est donnée par l'intégrale

$$\int SD\sigma.$$

» Si l'espace extérieur aux conducteurs était occupé non pas par le diélectrique considéré, mais par l'éther, le facteur $1 + 4\pi q V$ dans l'équation (22) devrait être remplacé par l'unité, la formule (23) restant encore applicable. On voit donc que, dans un système de conducteurs maintenus à des potentiels donnés, la substitution du diélectrique pondérable à l'éther augmentera les charges dans le rapport de 1 à $1 + 4\pi q V$, et que ce qu'on appelle le *pouvoir inducteur spécifique* K d'un isolateur n'est autre chose que cette expression $1 + 4\pi q V$. Il s'ensuit que

$$K = \frac{\mathfrak{f} + Ne^2(\frac{8}{3}\pi - s)V^2}{\mathfrak{f} - Ne^2(\frac{4}{3}\pi + s)V^2}.$$

» En supposant que

$$s = 0$$

et en admettant que, dans un changement de densité du diélectrique ou du nombre N, les propriétés de chaque molécule et le coefficient $\mathfrak{f}$ qui en dépend ne sont pas modifiés, on trouve que l'expression

$$\frac{K - 1}{K + 2}$$

doit être proportionnelle à N, c'est-à-dire à la densité. »

Je ne reproduirai pas ici les Chapitres du Mémoire qui traitent de la propagation de la lumière dans un diélectrique pondérable se trouvant, soit en repos, soit en mouvement. La méthode qui a été employée et qui consiste à regarder chaque molécule qui a été frappée par les ondes lumineuses comme un centre d'ébranlement, a été remplacée plus tard par un procédé plus simple. Disons seulement qu'en désignant par ν l'indice de réfraction, j'ai trouvé pour le coefficient d'entraînement

$$1 - \frac{1}{\nu^2},$$

ce qui s'accorde avec la valeur donnée par Fresnel et que l'indice ν est donné par la formule

$$(24) \qquad \nu^2 = \frac{1 - \frac{4\pi^2 \varkappa}{N e^2 V \mathfrak{T}^2} q + 4\pi V q}{1 - \frac{4\pi^2 \varkappa}{N e^2 V \mathfrak{T}^2} q},$$

dans laquelle $\mathfrak{S}$ représente la période des vibrations et $\varkappa$ la masse effective (¹) de l'électron mobile.

EXTRAIT 8.

« § 131. Ce résultat donne lieu aux conclusions suivantes :

» *a*. Si la masse $\varkappa$ est si grande, que le terme

$$\frac{4\pi^2\varkappa}{Ne^2V\mathfrak{S}^2}q,$$

tout en restant inférieur à l'unité, ait une valeur sensible, l'indice de réfraction sera d'autant plus élevé que la durée des vibrations est plus petite. On sait que, dans la théorie moderne de la dispersion de la lumière, la masse des particules pondérables qui sont supposées prendre part aux vibrations lumineuses, joue un rôle important. J'ai fait remarquer, il y a déjà bien des années (*Wied. Ann.*, t. IX, 1880, p. 641), que la théorie électromagnétique permet une semblable explication.

» *b*. Si la durée d'une oscillation est suffisamment longue, on aura à peu près

$$\nu^2 = 1 + 4\pi Vq.$$

Or, le second membre n'est autre chose que le pouvoir inducteur spécifique K et l'on revient à la relation établie par Maxwell

$$\nu^2 = K.$$

» *c*. En supposant que le facteur s qui entre dans q peut être négligé, on trouve que, quelles que soient les valeurs de $\mathfrak{S}$ et de $\varkappa$, l'expression

$$\frac{\nu^2 - 1}{\nu^2 + 2}$$

doit être proportionnelle à la densité du diélectrique. C'est la loi que j'ai fait connaître auparavant et qui a été établie aussi par M. Lorenz, de Copenhague. Elle ne s'accorde pas parfaitement avec les expériences, mais il n'y a en cela rien qui doive nous étonner. Non seulement la quantité s peut être différente de 0, mais il est très probable que les propriétés des molécules elles-mêmes sont modifiées par une dilatation ou une compression. Ce sont précisément ces changements sur

(¹) C'est-à-dire la somme de la masse *vraie* et de la masse *électromagnétique* dont il a déjà été question dans ce recueil.

lesquels on pourra apprendre quelque chose en étudiant les variations de l'expression

$$\frac{\nu^2 - 1}{\nu^2 + 2}. \text{ »}$$

C'est ici le moment de remarquer que pour de petites valeurs de N (corps gazeux), l'équation (21) peut être remplacée par

$$q = \frac{\mathrm{NV}e^2}{f},$$

et l'équation (24) par

$$\nu^2 = 1 + \frac{\frac{\mathrm{NV}^2 e^2}{\pi \varkappa}}{\frac{1}{\vartheta_0^2} - \frac{1}{\vartheta^2}},$$

où $\vartheta_0 = 2\pi\sqrt{\frac{\varkappa}{f}}$ est la période des *vibrations propres* de l'électron. Des valeurs mesurées de ν on peut donc déduire $\frac{\mathrm{N}e^2}{\varkappa}$, et en combinant ce résultat avec la valeur de $\frac{e}{\varkappa}$, tirée d'autres phénomènes (par exemple du phénomène de Zeeman) on peut déterminer Ne. Or, la densité du gaz étant connue, on peut indiquer la valeur de Ne', si l'on désigne par e' la charge d'un ion électrolytique, d'un ion d'hydrogène par exemple. Il est donc possible de comparer entre eux Ne et Ne', ou bien e et e'. C'est ainsi que, plusieurs années plus tard ([1]), je suis arrivé à la conclusion que la charge des électrons mobiles est du même ordre de grandeur que celle d'un ion électrolytique. M. J.-J. Thomson a obtenu le même résultat par des recherches d'une nature entièrement différente.

Les questions que j'avais traitées dans le Mémoire que je viens d'analyser ont été reprises avec plus de développements dans le Mémoire *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern*. Dans cette nouvelle publication je me suis constamment servi des notations de la théorie des vecteurs, ce qui permet d'abréger considérablement les calculs mathématiques. Les vecteurs ont été représentés par des lettres allemandes

([1]) H.-A. Lorentz, *Optische verschijnselen die met de lading en de massa der ionen in verband staan* (*Amsterdam Zittingsversl. Akad. v. Wet.*, t. VI, 1898, p. 506 et 555).

[$\mathfrak{v}$ vitesse d'un électron, $\mathfrak{p}$ vitesse de translation de la matière pondérable, $\mathfrak{d}$ déplacement diélectrique dans l'éther, $\mathfrak{D}$ déplacement diélectrique dans la matière pondérable, $\mathfrak{m}$ moment électrique d'une molécule, $\mathfrak{M}$ moment électrique par unité de volume, $\mathfrak{E}$ force électrique, $\mathfrak{H}$ force magnétique (1)]; les trois composantes d'un vecteur $\mathfrak{A}$ ont été désignées par $\mathfrak{A}_x$, $\mathfrak{A}_y$, $\mathfrak{A}_z$ ($\mathfrak{A}_h$ signifiant, en général, la projection du vecteur sur une ligne de direction h) et j'ai écrit div $\mathfrak{A}$ (*divergence* de $\mathfrak{A}$) pour l'expression

$$\frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial z},$$

rot $\mathfrak{A}$ (*rotation* de $\mathfrak{A}$) pour le vecteur aux composantes

$$\frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial y},$$

et $[\mathfrak{A}.\mathfrak{B}]$ pour le produit vecteur des deux vecteurs $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{B}$, c'est-à-dire pour le vecteur ayant pour composantes

$$\mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_z - \mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_y, \quad \mathfrak{A}_z\mathfrak{B}_x - \mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_z, \quad \mathfrak{A}_x\mathfrak{B}_y - \mathfrak{A}_y\mathfrak{B}_x.$$

Si l'on choisit des axes de coordonnées immobiles par rapport à l'éther et que l'on désigne par un point superposé la différenciation par rapport au temps dans un point ayant une position fixe par rapport à ces axes, les équations fondamentales prennent maintenant la forme suivante :

(I) $$\operatorname{div} \mathfrak{d} = \rho,$$

(II) $$\operatorname{div} \mathfrak{H} = 0,$$

(III) $$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = 4\pi(\rho\mathfrak{v} + \dot{\mathfrak{d}}),$$

(IV) $$-4\pi V^2 \operatorname{rot} \mathfrak{d} = \dot{\mathfrak{H}},$$

où l'on reconnaîtra immédiatement les formules (5), (8), (7) et (9).

Quant à la force électrique $\mathfrak{E}$, c'est-à-dire le vecteur qu'on obtient en divisant la force exercée par l'éther sur un élément de volume d'un électron par la charge de cet élément, elle est donnée par

(V) $$\mathfrak{E} = 4\pi V^2 \mathfrak{d} + [\mathfrak{v}.\mathfrak{H}].$$

Tandis que, dans le Mémoire des *Archives néerlandaises*, j'avais

(1) Comme j'ai constamment fait abstraction des propriétés magnétiques des corps, il n'y a pas lieu de distinguer la force et l'induction magnétiques.

essayé de donner une déduction de quelques-unes de ces formules au moyen de considérations sur le mécanisme des phénomènes, je me suis borné, cette fois-ci, à faire ressortir que les équations sont les plus simples qu'on puisse admettre, si l'on veut rendre compte de certains phénomènes fondamentaux bien établis.

J'ai continué en faisant deux applications des équations fondamentales au système d'électrons qui se trouvent dans l'espace τ à l'intérieur d'une surface fermée σ (dont la normale n est dirigée vers l'extérieur). Dans la première application, il s'agit de l'énergie, dans la seconde de la force totale, exercée par l'éther, par exemple dans la direction Ox. On trouve d'abord

$$(25) \qquad dA = d(L + U) + V^2\, dt \int [\mathfrak{d}.\mathfrak{H}]_n\, d\sigma,$$

où

$$U = 2\pi V^2 \int \mathfrak{d}^2\, d\tau + \frac{1}{8\pi} \int \mathfrak{H}^2\, d\tau$$

représente l'énergie électromagnétique du système limité par σ, L l'énergie qui se trouve dans ce système, indépendamment des actions électromagnétiques, dU et dL les accroissements de ces énergies pendant l'intervalle dt, et dA le travail des forces exercées sur les électrons en tant qu'elles ne proviennent pas du champ électromagnétique. Cette équation (25) nous montre que chaque élément de la surface σ peut être regardé comme étant traversé par une quantité d'énergie

$$V^2\, dt\, [\mathfrak{d}.\mathfrak{H}]_n\, d\sigma,$$

ce qui nous ramène à l'expression bien connue de Poynting

$$V^2 [\mathfrak{d}.\mathfrak{H}],$$

pour le courant d'énergie.

Quant à la force totale Ξ qui agit dans la direction des x, elle est donnée par

$$(26) \qquad \begin{cases} \Xi = 2\pi V^2 \int (2\mathfrak{d}_x \mathfrak{d}_n - \alpha \mathfrak{d}^2)\, d\sigma \\ \qquad + \dfrac{1}{8\pi} \int (2\mathfrak{H}_x \mathfrak{H}_n - \alpha \mathfrak{H}^2)\, d\sigma + \dfrac{d}{dt} \int (\mathfrak{H}_y \mathfrak{d}_z - \mathfrak{H}_z \mathfrak{d}_y)\, d\tau, \end{cases}$$

α étant le cosinus de l'angle que la normale forme avec l'axe des x.

Les deux premiers termes de cette expression ne sont autre chose

que la force qui serait produite par les tensions et pressions de Maxwell agissant à la surface σ. Il résulte donc de l'équation (26) qu'en général la force Ξ est différente de celle qu'on calculerait au moyen de ces pressions. Il peut même arriver que ces dernières disparaissent et que pourtant il y ait une force Ξ. Ce cas se présente dans tout système électromagnétique à dimensions finies, si l'on fait reculer les points de la surface σ qui l'entoure à des distances infinies. On peut démontrer que les premiers termes de l'expression (26) sont alors *zéro*, de sorte que

$$(27) \qquad \Xi = \frac{d}{dt}\int(\mathfrak{H}_y \mathfrak{d}_z - \mathfrak{H}_z \mathfrak{d}_y)\, d\tau,$$

ce qui peut fort bien avoir une valeur différente de o. L'intégrale, bien entendu, doit être étendue à l'espace infini.

Le résultat exprimé par la formule (27) mérite d'être signalé, parce qu'il est en contradiction avec le théorème que la quantité de mouvement d'un système de corps reste invariable tant qu'il est soustrait à l'influence de toute autre matière pondérable. En effet, en vertu de la force (27), la quantité de mouvement du système considéré, prise dans la direction Ox, subirait par unité de temps l'accroissement

$$\frac{d}{dt}\int(\mathfrak{H}_y \mathfrak{d}_z - \mathfrak{H}_z \mathfrak{d}_y)\, d\tau.$$

Plus tard, M. Max Abraham a eu l'heureuse idée d'introduire le vecteur

$$\int[\mathfrak{d}.\mathfrak{H}]\, d\tau$$

et de l'appeler la quantité de mouvement électromagnétique du système. On peut alors dire que la somme de la quantité de mouvement, prise dans le sens ordinaire de ces mots, et de la quantité de mouvement électromagnétique reste invariable.

Ajoutons que pour moi, tant qu'il s'agit de l'éther, les tensions de Maxwell n'existent pas en réalité. En effet :

Extrait 9.

« Puisque nous avons une fois supposé que l'éther ne se mouvait pas, pourquoi devrions-nous parler d'une force s'exerçant sur ce milieu ? Le plus simple serait de supposer que sur un élément de volume de l'éther, considéré comme un ensemble, il ne s'exerce ja-

mais une force, ou même de laisser entièrement de côté l'idée de force lorsqu'il s'agit d'un tel élément qui ne change jamais de place. Il est vrai que cette manière de voir est contraire au principe de l'action et de la réaction (puisque nous avons admis que l'éther *exerce* des forces sur la matière pondérable); mais, à mon avis, rien ne nous force à élever ce principe au rang d'une loi fondamentale inviolable.

» Si nous nous décidons à adopter le point de vue que nous venons d'indiquer, nous devrons renoncer à considérer les actions pondéromotrices déterminées par la formule (V) comme provenant d'un système de tensions qui existent dans l'éther. En effet, ces tensions seraient des forces agissant sur l'éther; nous n'en pourrons donc plus parler.

» Malgré cela nous pourrons employer l'équation (26) pour simplifier les calculs et, pour abréger, nous pourrons nous exprimer comme si les éléments des deux premières intégrales représentaient des tensions réelles dans l'éther.

» L'action réciproque de deux corps chargés et les effets électrodynamiques ordinaires pourront se déduire immédiatement de ces tensions qui maintenant sont purement fictives. Il est également utile de les introduire quand les phénomènes sont périodiques et qu'on désire connaître seulement la valeur moyenne des forces pondéromotrices pendant une période entière; le dernier terme de (26) ne contribue, en effet, en rien à cette valeur.

» On arrive facilement de cette façon à l'énoncé de Maxwell sur la pression produite par un mouvement lumineux. »

A partir du deuxième Chapitre du Mémoire, j'ai supposé que les corps pondérables qui sont le siège des phénomènes électromagnétiques sont animés d'un mouvement de translation à vitesse constante $\mathfrak{p}$, l'éther restant toujours en repos. Pour obtenir des équations propres à ce cas et qui pourront servir dans la discussion des problèmes de l'aberration (dans lesquels on entendra par $\mathfrak{p}$ la vitesse de la Terre dans son mouvement annuel), j'ai introduit, au lieu des axes de coordonnées immobiles, des axes qui prennent part à la translation $\mathfrak{p}$, et j'ai écrit $\mathfrak{v}$ pour la vitesse des électrons par rapport à ces axes, de sorte que leur vitesse par rapport à l'éther devient $\mathfrak{p}+\mathfrak{v}$. En introduisant deux nouveaux vecteurs $\mathfrak{H}'$ et $\mathfrak{F}$, et en représentant par $\dot{\mathfrak{d}}$ et $\dot{\mathfrak{H}}$ les changements que $\mathfrak{d}$ et $\mathfrak{H}$ subissent par unité de temps dans un point qui est lié d'une façon fixe aux nouveaux axes, j'ai

établi les équations

$$(\mathrm{I}_b) \qquad \operatorname{div}\mathfrak{d} = \rho,$$
$$(\mathrm{II}_b) \qquad \operatorname{div}\mathfrak{H} = 0,$$
$$(\mathrm{III}_b) \qquad \operatorname{rot}\mathfrak{H}' = 4\pi\rho\mathfrak{v} + 4\pi\dot{\mathfrak{d}},$$
$$(\mathrm{IV}_b) \qquad \operatorname{rot}\mathfrak{F} = -\dot{\mathfrak{H}},$$
$$(\mathrm{V}_b) \qquad \mathfrak{F} = 4\pi V^2\mathfrak{d} + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}],$$
$$(\mathrm{VI}_b) \qquad \mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - 4\pi[\mathfrak{p}.\mathfrak{d}],$$
$$(\mathrm{VII}_b) \qquad \mathfrak{E} = \mathfrak{F} + [\mathfrak{v}.\mathfrak{H}],$$

qui, du reste, sont entièrement équivalentes aux formules (I)-(V).

En me basant sur les équations (I_b)-(VII_b), j'ai examiné dans les parties suivantes du Mémoire l'influence qu'un mouvement de translation, celui de la Terre par exemple, pourrait avoir sur les phénomènes électriques et optiques.

Les résultats auxquels je suis parvenu, et dont plusieurs ont été obtenus également par d'autres physiciens, notamment par Wiechert et Larmor, se retrouvent dans un article par lequel j'ai récemment contribué à l'*Encyclopédie des Sciences mathématiques* ([1]). Je donnerai ici un court aperçu de ces résultats.

En ce qui concerne les phénomènes électromagnétiques proprement dits, j'ai trouvé que le mouvement de la Terre ne peut avoir une influence qui soit proportionnelle à $\frac{\mathfrak{p}}{\mathfrak{v}^2}$, ni sur les actions électrostatiques, ni sur les forces électrodynamiques, ni sur l'intensité des courants induits ([2]). Dans tous ces cas, il n'y a qu'une influence du second ordre de grandeur, c'est-à-dire de l'ordre $\frac{\mathfrak{p}^2}{V^2}$; or, cette fraction est tellement petite que les effets qui en dépendent sont, en général, inaccessibles à l'observation. Du reste, ce n'est que pour les systèmes électrostatiques que j'ai calculé d'une manière rigoureuse, c'est-à-dire pour toute valeur de $\mathfrak{p}$, inférieure à la vitesse de la lumière, l'influence d'une translation. Le résultat peut s'énoncer sous la forme du théorème suivant :

Soient S_1 un système de corps chargés, ayant un mouvement de

---

([1]) Dans cet article, j'ai simplifié les formules par l'introduction de nouvelles unités.

([2]) Il y a une seule exception sur laquelle M. Liénard a appelé l'attention [*La théorie de Lorentz et celle de Larmor* (*Éclairage électrique*, t. XVI, 1898, § 7)]. Cependant, il s'agit ici d'un effet trop faible pour être observé.

translation dans la direction de l'axe des x, et S_2 un système immobile, dont les dimensions dans cette direction sont plus grandes que celles de S_1 dans le rapport de $\sqrt{V^2 - \mathfrak{p}^2}$ à V, et dont chaque élément a la même charge que l'élément correspondant de S_1. Alors la force électrique $\mathfrak{E}$ dans le système S_1 et la force électrique $\mathfrak{E}'$ dans le système S_2 sont liées entre elles par les relations

$$(28) \qquad \mathfrak{E}_x = \mathfrak{E}'_x, \qquad \mathfrak{E}_y = \sqrt{1 - \frac{\mathfrak{p}^2}{V^2}}\,\mathfrak{E}'_y, \qquad \mathfrak{E}_z = \sqrt{1 - \frac{\mathfrak{p}^2}{V^2}}\,\mathfrak{E}'_z.$$

Quant aux expériences sur les courants, il faut mentionner qu'un fil conducteur, parcouru par un courant électrique, prend une certaine charge, positive dans une partie et négative dans l'autre partie, par le fait même de sa translation à travers l'éther. L'absence d'effets du premier ordre est due à cette charge que j'ai appelée *charge de compensation*.

Dès qu'il s'agit d'un état électromagnétique variable avec le temps, il convient d'introduire, au lieu du temps t, une nouvelle variable indépendante

$$(29) \qquad t' = t - \frac{\mathfrak{p}_x}{V^2}x - \frac{\mathfrak{p}_y}{V^2}y - \frac{\mathfrak{p}_z}{V^2}z.$$

Cela donne lieu à une nouvelle transformation des formules. En même temps on peut éliminer un certain nombre des variables $\mathfrak{d}_x$, etc. C'est ainsi qu'on trouve par exemple pour la détermination du vecteur $\mathfrak{H}'$ les trois équations

$$(30) \qquad V^2\Delta'\mathfrak{H}'_x - \frac{\partial^2 \mathfrak{H}'_x}{\partial t'^2} = 4\pi V^2\left[\left\{\frac{\partial(\rho\mathfrak{v}_y)}{\partial z}\right\}' - \left\{\frac{\partial(\rho\mathfrak{v}_z)}{\partial y}\right\}'\right], \quad \ldots.$$

Dans ces formules on a négligé les termes de l'ordre $\frac{\mathfrak{p}^2}{V^2}$. Les accents qu'on a ajoutés aux signes de différenciation servent à indiquer que les variables indépendantes sont x, y, z (les coordonnées par rapport aux axes mobiles) et t'.

Extrait 10.

« On peut donner facilement une solution de ces équations. Imaginons trois fonctions ψ_x, ψ_y, ψ_z qui satisfont aux conditions

$$(31) \qquad V^2\Delta'\psi_x - \frac{\partial^2\psi_x}{\partial t'^2} = 4\pi V^2 \rho\mathfrak{v}_x, \qquad \ldots;$$

nous aurons alors

$$(32) \qquad \mathfrak{H}'_x = \left(\frac{\partial \psi_y}{\partial z}\right)' - \left(\frac{\partial \psi_z}{\partial y}\right)', \qquad \ldots.$$

» Ayant ainsi trouvé $\mathfrak{H}'$, nous tirerons de l'équation (III_b) la valeur de $\mathfrak{d}$ et aussi, en faisant abstraction de constantes additives, celle de $\mathfrak{d}$. La valeur de $\mathfrak{H}$ résulte ensuite de (VI_b) et celles de $\mathfrak{F}$ et $\mathfrak{E}$ de (V_b) et (VII_b). On pourrait démontrer que de cette façon l'ensemble des équations est satisfait, mais nous ne le ferons pas pour ne pas trop nous étendre sur ce sujet.

» Quant à la valeur de ψ_x, nous la donnerons au paragraphe suivant; ensuite, au paragraphe 33, on trouvera la solution complète des équations pour un cas particulier.

» Remarquons auparavant que l'on peut considérer t' comme le temps compté à partir d'un moment dépendant de la position du point considéré. On peut donc appeler cette variable *le temps local* de ce point par opposition au *temps général t*. L'équation (29) permet de passer d'un de ces temps à l'autre.

» § 32. Le produit $\rho \mathfrak{v}_x$, dans la première des équations (31), est une fonction connue de x, y, z et t' lorsqu'on connaît la distribution et le mouvement des charges électriques. Posons donc

$$\rho \mathfrak{v}_x = f(x, y, z, t');$$

alors

$$(33) \qquad \psi_x = -\int \frac{1}{r} f\left(\xi, \eta, \zeta, t' - \frac{r}{V}\right) d\tau,$$

est une solution de (31). On a à se représenter ici deux points; premièrement le point *fixe* (x, y, z) pour lequel nous voulons calculer ψ_x et que nous appellerons P, et deuxièmement un point *mobile* Q qui doit parcourir tout l'espace où $\rho \mathfrak{v}_x$ est différent de zéro. La distance QP est représentée par r et t' est le temps local de P au moment pour lequel nous voulons calculer ψ_x; on a écrit ξ, η, ζ pour les coordonnées de Q et $d\tau$ pour un élément de l'espace indiqué. La fonction $f\left(\xi, \eta, \zeta, t' - \frac{r}{V}\right)$ est la valeur de $\rho \mathfrak{v}_x$ dans cet élément, au moment où le temps local y a la valeur $t' - \frac{r}{V}$.

Une molécule lumineuse unique.

» § 33. Supposons que des vibrations électriques soient produites par une seule molécule contenant des électrons oscillants. Soit Q_0 un point fixe arbitraire dans celle-ci (pour abréger nous dirons que la molécule se trouve en Q_0) et choisissons pour P un endroit dont la distance de Q_0 soit beaucoup plus grande que les dimensions de la molécule. Posons $Q_0 P = r_0$.

» Nous allons maintenant remplacer par r_0 toutes les distances r entrant dans la formule (33) et faire de plus abstraction des différences du temps local pour les différents points de la molécule. De cette façon ψ_x devient

$$\psi_x = -\frac{1}{r_0}\int \rho \mathfrak{v}_x \, d\tau,$$

toutes les valeurs de $\rho \mathfrak{v}_x$ correspondant maintenant au même temps, à savoir au moment où le temps local de Q_0 est

$$t' - \frac{r_0}{V}.$$

» Puisque $\mathfrak{v}_x$ est le même pour tous les points d'un électron, la dernière intégrale devient

$$\sum e\, \mathfrak{v}_x,$$

en appelant e la charge d'une telle particule. La somme s'étend ici à tous les électrons de la molécule.

» Si maintenant l'on désigne par $\mathfrak{q}$ le déplacement d'un électron à partir de sa position d'équilibre, on a

$$\mathfrak{v}_x = \frac{d\mathfrak{q}_x}{dt}$$

et

$$\sum e\, \mathfrak{v}_x = \frac{d}{dt}\sum e\, \mathfrak{q}_x.$$

Ceci a une signification bien simple. On peut appeler *moment électrique* de la molécule le vecteur $\sum e\mathfrak{q}$ et le désigner par $\mathfrak{m}$. On a alors

$$\sum e\, \mathfrak{q}_x = \mathfrak{m}_x,$$

$$\psi_x = -\frac{1}{r_0}\frac{d\mathfrak{m}_x}{dt} = -\frac{d}{dt}\left(\frac{\mathfrak{m}_x}{r_0}\right).$$

D'après ce qui a été dit, il faut prendre la valeur de cette dérivée au moment où le temps local est en Q_0 égal à $t' - \frac{r_0}{V}$. On peut évidemment écrire aussi

$$\psi_x = -\frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\mathfrak{m}_x}{r_0}\right),$$

$\mathfrak{m}_x$ étant la première composante du moment électrique à l'instant que nous venons d'indiquer.

» Après que l'on a trouvé par cette équation et deux autres analogues ψ_x, ψ_y, ψ_z pour le point (x, y, z) et pour le temps local de ce point t', la recherche des vibrations émises est très simple. Les équations (32) donnent

$$(34) \qquad \mathfrak{H}'_x = \frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\partial}{\partial y}\right)'\left(\frac{\mathfrak{m}_z}{r_0}\right) - \frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\partial}{\partial z}\right)'\left(\frac{\mathfrak{m}_y}{r_0}\right), \qquad \ldots$$

et (III_b) devient, puisque nous cherchons la valeur de $\mathfrak{d}$ en dehors de la molécule,

$$4\pi\dot{\mathfrak{d}} = \operatorname{rot}\mathfrak{H}',$$

ou

$$4\pi\dot{\mathfrak{d}}_x = \left(\frac{\partial\mathfrak{H}'_z}{\partial y}\right)' - \left(\frac{\partial\mathfrak{H}'_y}{\partial z}\right)' - \frac{\mathfrak{p}_y}{V^2}\frac{\partial\mathfrak{H}'_z}{\partial t} + \frac{\mathfrak{p}_z}{V^2}\frac{\partial\mathfrak{H}'_y}{\partial t}, \qquad \ldots$$

» En portant les deux derniers termes dans le premier membre, on obtient, comme cela résulte de (V_b), précisément $\frac{1}{V^2}\dot{\mathfrak{F}}_x$, ou $\frac{1}{V^2}\frac{\partial\mathfrak{F}_x}{\partial t'}$; en effet, puisque $\mathfrak{H}$ et $\mathfrak{H}'$ ne diffèrent que par une grandeur d'ordre $\mathfrak{p}$, on peut remplacer par $[\mathfrak{p}.\mathfrak{H}']$ le produit vecteur de (V_b).

» On pourra ensuite, par intégration, tirer $\mathfrak{F}$ des formules

$$\frac{\partial\mathfrak{F}_x}{\partial t'} = V^2\left[\left(\frac{\partial\mathfrak{H}'_z}{\partial y}\right)' - \left(\frac{\partial\mathfrak{H}'_y}{\partial z}\right)'\right], \qquad \ldots;$$

dans ce calcul, nous laisserons de côté les constantes d'intégration puisque nous voulons étudier des vibrations.

» En substituant les valeurs (34) et posant

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)'\left(\frac{\mathfrak{m}_x}{r_0}\right) + \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)'\left(\frac{\mathfrak{m}_y}{r_0}\right) + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)'\left(\frac{\mathfrak{m}_z}{r_0}\right) = S,$$

on obtient

$$(35) \qquad \mathfrak{F}_x = V^2\left\{\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)' - \Delta'\left(\frac{\mathfrak{m}_x}{r_0}\right)\right\}, \qquad \ldots,$$

$\mathfrak{m}_x$, $\mathfrak{m}_y$ et $\mathfrak{m}_z$ se rapportant ici encore au moment déterminé plus haut.

» Le vecteur $\mathfrak{F}$ étant ainsi trouvé, la détermination des autres grandeurs qui entrent dans les équations (I_b) à (VII_b) ne présente aucune difficulté.

» § 35. On obtient des formules qui représentent une propagation de vibrations en prenant pour $\mathfrak{m}_x$, $\mathfrak{m}_y$, $\mathfrak{m}_z$ dans les équations (34) et (35) des fonctions trigonométriques du temps. Si, par exemple, on suppose

$$\mathfrak{m}_y = 0, \qquad \mathfrak{m}_z = 0, \qquad \mathfrak{m}_x = a \cos 2\pi \frac{t'}{T},$$

où a est une constante et t' le temps local propre à la position de la molécule, on a, en un point extérieur situé à la distance r, et pour le temps local t' de ce point

$$\mathfrak{H}'_x = 0, \qquad \mathfrak{H}'_y = \frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\partial \chi}{\partial z}\right)', \qquad \mathfrak{H}'_z = -\frac{\partial}{\partial t'}\left(\frac{\partial \chi}{\partial y}\right)',$$

$$\mathfrak{f}_x = -V^2\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)'\chi, \qquad \mathfrak{f}_y = V^2\left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x\, \partial y}\right)', \qquad \mathfrak{f}_z = V^2\left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x\, \partial z}\right)',$$

$$\chi = \frac{a}{r}\cos\frac{2\pi}{T}\left(t' - \frac{r}{V}\right).$$

» Si enfin nous voulons considérer une source de lumière en repos, nous n'avons qu'à laisser de côté tous les accents. Les formules qu'on obtient alors s'accordent avec les expressions par lesquelles Hertz ([1]) a représenté les oscillations au voisinage de son vibrateur.

Direction de la normale à l'onde.

» § 36. Nous allons maintenant considérer les oscillations à des distances de la molécule lumineuse qui soient considérablement plus grandes que la longueur d'onde. Remarquons ici que, dans les équations (34) et (35), $\mathfrak{m}_x$, $\mathfrak{m}_y$, $\mathfrak{m}_z$ sont des fonctions trigonométriques de

$$t' - \frac{r}{V};$$

nous écrirons en effet, désormais, r au lieu de r_0.

» La supposition faite sur la longueur de cette ligne nous permet de ne considérer dans toutes les différentiations par rapport à x, y, z que les variations des arguments de ces fonctions trigonométriques, en regardant comme des constantes les facteurs tels que $\frac{1}{r}$, $\cos(r, x)$, par lesquels sont multipliées ces fonctions.

([1]) Hertz, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, 1889, p. 1.

» L'une quelconque des grandeurs $\mathfrak{H}'_x$, $\mathfrak{H}'_y$, $\mathfrak{H}'_z$, $\mathfrak{F}_x$, $\mathfrak{F}_y$, $\mathfrak{F}_z$ que nous désignerons par Φ, aura une expression de la forme

$$\Phi = A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t' - \frac{r}{V} + B\right),$$

où A et B dépendent de la longueur et de la direction de la ligne Q_0P (Q_0 étant la place de la molécule et P le point extérieur considéré) mais peuvent être regardés, lorsque r est suffisamment grand, comme constants, dans un espace comprenant beaucoup de longueurs d'onde. Les coordonnées de P étant x, y, z, désignons par ξ, η, ζ celles de Q_0 et par b_x, b_y, b_z les constantes de direction de la ligne Q_0P. En remplaçant maintenant dans la dernière formule r par

$$b_x(x-\xi) + b_y(y-\eta) + b_z(z-\zeta),$$

et t' par la valeur (29), on obtient

$$(36)\quad \begin{cases} \Phi = A\cos\dfrac{2\pi}{T}\left\{t - \left(\dfrac{b_x}{V} + \dfrac{\mathfrak{p}_x}{V^2}\right)x - \left(\dfrac{b_y}{V} + \dfrac{\mathfrak{p}_y}{V^2}\right)y - \left(\dfrac{b_z}{V} + \dfrac{\mathfrak{p}_z}{V^2}\right)z + C\right\}, \\ C = B + \dfrac{1}{V}(b_x\xi + b_y\eta + b_z\zeta). \end{cases}$$

» Dans un espace pas trop étendu, on peut aussi considérer b_x, b_y, b_z comme des constantes et regarder par conséquent le mouvement comme un système d'ondes planes. Les constantes de direction b'_x, b'_y, b'_z de la normale à l'onde seront évidemment déterminées par la condition

$$(37)\qquad b'_x : b'_y : b'_z = \left(b_x + \frac{\mathfrak{p}_x}{V}\right) : \left(b_y + \frac{\mathfrak{p}_y}{V}\right) : \left(b_z + \frac{\mathfrak{p}_z}{V}\right).$$

» Pour $\mathfrak{p} = 0$, b'_x, b'_y, b'_z deviennent égaux à b_x, b_y, b_z et les ondes sont dirigées perpendiculairement à Q_0P. Il n'en est plus de même si la source de lumière se déplace. Il résulte des relations (37) que dans ce cas les ondes sont normales à la ligne qui joint P à la place où se trouvait la source de lumière à l'instant où elle a émis la lumière qui atteint le point P au temps t.

La loi de Doppler.

» § 37. En un point qui se déplace avec la molécule lumineuse (et aussi pour un observateur qui prend part au mouvement de translation), les valeurs de $\mathfrak{d}_x$, ..., $\mathfrak{H}_x$, ... subissent, par unité de temps, un

nombre de variations correspondant au véritable temps de vibration T des électrons.

» On peut rechercher aussi avec quelle fréquence se produisent les changements de signe de ces valeurs pour un point au repos. Cette fréquence détermine la *période de vibration* pour un observateur stationnaire. On peut résoudre la question en introduisant, au lieu de x, y, z, de nouvelles coordonnées $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$, $\mathbf{z}$ rapportées à un système d'axes fixes. Si l'on donne aux deux systèmes les mêmes directions d'axes et qu'on fasse coïncider leurs origines au temps $t = 0$, on aura

$$(38) \qquad x = \mathbf{x} - \mathfrak{p}_x t, \qquad y = \mathbf{y} - \mathfrak{p}_y t, \qquad z = \mathbf{z} - \mathfrak{p}_z t,$$

et l'on a, d'après (36), pour $\mathfrak{d}_x, \ldots, \mathfrak{H}_x, \ldots$ des expressions de la forme

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left[t + \frac{\mathfrak{p}_r}{V} t - \left(\frac{b_x}{V} + \frac{\mathfrak{p}_x}{V^2}\right)\mathbf{x} - \ldots + C\right],$$

où

$$\mathfrak{p}_r = b_x \mathfrak{p}_x + b_y \mathfrak{p}_y + b_z \mathfrak{p}_z$$

est la composante de $\mathfrak{p}$ suivant la ligne $Q_0 P$.

» La durée d'oscillation *observée* est donc

$$T' = \frac{T}{1 + \frac{\mathfrak{p}_r}{V}} = T\left(1 - \frac{\mathfrak{p}_r}{V}\right),$$

ce qui concorde avec la loi connue de Doppler.

» Pour arriver à cette loi sous la forme qu'on lui donne généralement, on doit encore supposer que la translation ne modifie en rien la durée réelle des vibrations des particules lumineuses. Je ne peux justifier, d'ailleurs, cette hypothèse à cause de l'ignorance où nous sommes de la nature des forces moléculaires qui déterminent la durée des vibrations. »

Les derniers Chapitres du Mémoire sont consacrés à la propagation de la lumière dans les corps pondérables. La méthode que j'y ai suivie repose sur la considération de certaines *valeurs moyennes*, qu'on définit comme il suit. Soit S une sphère dont le rayon est très grand par rapport aux distances moléculaires, et en même temps suffisamment petit pour que nos observations (qui n'atteignent pas les molécules elles-mêmes) ne puissent déceler une différence sensible entre l'état du système dans les différents points à l'intérieur de cette sphère. Si alors,

pour une quelconque des quantités φ qu'il faut considérer, on calcule l'intégrale $\int \varphi \, d\tau$, étendue au volume de la sphère et qu'on divise le résultat par ce volume, on aura la valeur moyenne de φ au centre de la sphère. Cela posé, on peut obtenir des formules propres à la solution de plusieurs problèmes, en remplaçant chaque terme des équations fondamentales par sa valeur moyenne. Seulement, les phénomènes qui se passent à l'intérieur des molécules exigent de nouvelles considérations, dans lesquelles j'ai de nouveau eu recours à l'hypothèse d'un seul électron mobile. En me bornant à des corps non conducteurs, ayant trois axes de symétrie (que j'ai pris pour axes des coordonnées) j'ai trouvé les équations

$$(\mathrm{I}_c) \qquad \operatorname{div} \mathfrak{D} = 0,$$

$$(\mathrm{II}_c) \qquad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0,$$

$$(\mathrm{III}_c) \qquad \operatorname{rot} \mathfrak{H}' = 4\pi \dot{\mathfrak{D}},$$

$$(\mathrm{IV}_c) \qquad \operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\dot{\mathfrak{H}},$$

$$(\mathrm{V}_c) \qquad \begin{cases} \varkappa_1 \mathfrak{E}_x = 4\pi V^2 \mathfrak{D}_x + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}]_x, \\ \varkappa_2 \mathfrak{E}_y = 4\pi V^2 \mathfrak{D}_y + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}]_y, \\ \varkappa_3 \mathfrak{E}_z = 4\pi V^2 \mathfrak{D}_z + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}]_z, \end{cases}$$

$$(\mathrm{VI}_c) \qquad \mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - \frac{1}{V^2}[\mathfrak{p}.\mathfrak{E}].$$

Ici, $\varkappa_1$, $\varkappa_2$, $\varkappa_3$ sont des coefficients qui sont des fonctions de la période des vibrations lumineuses, $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{H}'$ et $\mathfrak{E}$ représentent des vecteurs dont les composantes sont les valeurs moyennes de celles des vecteurs qui ont jusqu'ici été représentés par les mêmes symboles et $\mathfrak{D}$ est un nouveau vecteur (qu'on peut nommer le déplacement diélectrique), qu'on obtient en composant le vecteur moyen $\mathfrak{d}$ avec le moment électrique $\mathfrak{M}$ par unité de volume.

A ces formules il faut joindre les conditions qui doivent être remplies à la surface de séparation de deux corps. Elles consistent dans la continuité des composantes normales de $\mathfrak{D}$ et de $\mathfrak{H}$ et des composantes tangentielles de $\mathfrak{E}$ et de $\mathfrak{H}'$.

Les signes $\dot{\mathfrak{D}}$ et $\dot{\mathfrak{H}}$ se rapportent au temps t. En introduisant ensuite le temps local t' [*voir* l'équation (29)] et un vecteur $\mathfrak{D}'$, défini par

$$(39) \qquad 4\pi V^2 \mathfrak{D}' = 4\pi V^2 \mathfrak{D} + [\mathfrak{p}.\mathfrak{H}],$$

on parvient à donner aux équations la même forme qu'elles présentent pour un système de corps immobiles.

EXTRAIT 11.

« § 59. Cette concordance nous ouvre une voie pour traiter très simplement le problème de l'influence du mouvement de la Terre sur les phénomènes optiques.

» *Si l'on connaît, en effet, pour un système de corps en repos, un état de mouvement dans lequel*

$$(40)\qquad \mathfrak{D}_x,\ \mathfrak{D}_y,\ \mathfrak{D}_z,\ \mathfrak{E}_x,\ \mathfrak{E}_y,\ \mathfrak{E}_z,\ \mathfrak{H}_x,\ \mathfrak{H}_y,\ \mathfrak{H}_z$$

sont des fonctions déterminées de x, y, z *et* t, *ce même système, lorsqu'il se déplace avec une vitesse* $\mathfrak{p}$, *peut être le siège d'un mouvement dans lequel*

$$(41)\qquad \mathfrak{D}'_x,\ \mathfrak{D}'_y,\ \mathfrak{D}'_z,\ \mathfrak{E}_x,\ \mathfrak{E}_y,\ \mathfrak{E}_z,\ \mathfrak{H}'_x.\ \mathfrak{H}'_y,\ \mathfrak{H}'_z$$

sont les mêmes fonctions de x, y, z *et de* t', *c'est-à-dire de*

$$t - \frac{1}{V^2}(\mathfrak{p}_x x + \mathfrak{p}_y y + \mathfrak{p}_z z).$$

» Quoique nous ayons choisi, dans ce qui précède, les axes de symétrie pour axes de coordonnées, la proposition trouvée reste valable pour tout système de coordonnées rectangulaires. On le reconnaîtra facilement si l'on remarque que le temps local t' peut aussi s'écrire

$$t - \frac{\mathfrak{p}_r r}{V^2},$$

où r représente la ligne joignant l'origine des coordonnées au point (x, y, z), et que, par conséquent, t' est indépendant de la direction des axes de coordonnées.

» Rappelons encore qu'il faut toujours entendre par x, y, z, dans le système mobile, les coordonnées relatives à des axes qui prennent part au mouvement de translation.

» Quand on connaît les grandeurs (41) comme des fonctions de x, y, z et t' et par cela même comme des fonctions de x, y, z et t, on peut tirer $\mathfrak{D}_x$, $\mathfrak{D}_y$, $\mathfrak{D}_z$, $\mathfrak{H}_x$, $\mathfrak{H}_y$, $\mathfrak{H}_z$ des égalités (39) et (VI_c).

Applications diverses.

» **§ 60.** Nous appellerons *états correspondants* les deux états de mouvement dont il vient d'être question pour un système de corps au repos et en mouvement. Nous allons les comparer l'un à l'autre.

» *a*. Si dans le système au repos les grandeurs (40) sont des fonctions périodiques de t, de période T, les grandeurs (41) auront, dans l'autre système, la même période relativement à t', et aussi relativement à t, si on laisse x, y, z constantes. Il faut faire attention, en interprétant ce résultat, qu'on doit distinguer, dans le cas d'une translation, deux périodes différentes qu'on peut appeler la *période absolue* et la *période relative*. On a affaire à la période absolue quand on considère les variations des grandeurs dans un point qui a une position fixe vis-à-vis de l'éther, et à la période relative si l'on fait attention aux variations dans un point qui se déplace avec la matière pondérable. Cela posé, on peut dire :

» *Pour qu'un état vibratoire dans le système mobile corresponde à un certain état dans le système au repos, la durée des vibrations relative dans le premier doit être égale à la durée des vibrations absolue dans le second.*

» *b*. Supposons que, dans le système au repos, il ne se produise en un certain point aucun mouvement lumineux, c'est-à-dire que $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{E}$ et $\mathfrak{H}$ s'y annulent. A la place correspondante des corps en mouvement, on a alors $\mathfrak{D}' = 0$, $\mathfrak{E} = 0$, $\mathfrak{H}' = 0$, et par conséquent $\mathfrak{D} = 0$, $\mathfrak{H} = 0$, *de sorte qu'il n'y a pas non plus de mouvement lumineux*.

» Il en résulte immédiatement qu'une surface qui forme, dans un corps au repos, la limite d'une région remplie de lumière, conserve la même signification si le corps se déplace.

» Supposons, par exemple, que dans un milieu homogène au repos un faisceau lumineux soit limité latéralement par une surface cylindrique, ce qui peut être le cas, tant que les dimensions de la section sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde : d'après ce qui précède, *il peut aussi y avoir dans un système en mouvement un tel faisceau limité*.

» Nous appellerons les génératrices d'un cylindre qui est la surface latérale d'un faisceau de lumière, des *rayons lumineux* et, dans le cas d'une translation, des rayons lumineux *relatifs*. Il faut, en effet, se figurer le cylindre fixement lié à la matière pondérable : il est le chemin suivant lequel se propage la lumière *relativement* à cette matière.

» *c*. Supposons que dans le système au repos un faisceau lumineux cylindrique tombe sur une surface de séparation plane, et qu'il soit réfléchi et réfracté; pour plus de généralité, nous dirons : doublement réfracté. Les nouveaux faisceaux lumineux seront également cylindri-

ques. En appliquant ce que nous avons dit en (a) et (b) au cas correspondant pour le système en mouvement, on arrive à l'énoncé suivant :

» *Dans le système en mouvement, les rayons lumineux relatifs de durée de vibration relative* T *sont réfléchis et réfractés comme des rayons de durée de vibration* T *dans le système au repos.*

» *d.* Si, dans le système au repos, un corps transparent de forme quelconque est atteint par un faisceau lumineux cylindrique, qui y produit un phénomène d'interférence ou de diffraction *présentant des franges obscures, ces franges se trouveront aux mêmes places dans l'état correspondant du système en mouvement.*

» On peut considérer comme un cas particulier de diffraction la réunion de toute la lumière en un foyer. D'après ce qui précède, *la translation ne modifiera rien aux lois d'après lesquelles un faisceau cylindrique est concentré par un objectif de télescope.*

» *e.* Si, dans des états correspondants, la *surface* qui limite latéralement le faisceau lumineux reste la même, par contre les *normales aux ondes* ont des directions différentes. Supposons, par exemple, que dans le système au repos se propagent, avec la vitesse W, des ondes planes dont la normale ait la direction (b_x, b_y, b_z), et que le dérangement de l'équilibre soit une fonction de

$$t - \frac{b_x x + b_y y + b_z z}{W},$$

on aura, pour le système en mouvement, des fonctions semblables de

$$t' - \frac{b_x x + b_y y + b_z z}{W} = t - \left[\left(\frac{b_x}{W} + \frac{\mathfrak{p}_x}{V^2}\right) x + \left(\frac{b_y}{W} + \frac{\mathfrak{p}_y}{V^2}\right) y + \ldots\right].$$

» Les constantes de direction b'_x, b'_y, b'_z, de la normale à l'onde, seront donc déterminées, pour ce système, par la condition

$$b'_x : b'_y : b'_z = \left(b_x + \frac{W\mathfrak{p}_x}{V^2}\right) : \left(b_y + \frac{W\mathfrak{p}_y}{V^2}\right) : \left(b_z + \frac{W\mathfrak{p}_z}{V^2}\right),$$

ou, s'il s'agit de propagation dans l'éther libre, par

$$b'_x : b'_y : b'_z = \left(b_x + \frac{\mathfrak{p}_x}{V}\right) : \left(b_y + \frac{\mathfrak{p}_y}{V}\right) : \left(b_z + \frac{\mathfrak{p}_z}{V}\right).$$

» De cette équation résulte, inversement,

$$(42) \qquad b_x : b_y : b_z = \left(b'_x - \frac{\mathfrak{p}_x}{V}\right) : \left(b'_y - \frac{\mathfrak{p}_y}{V}\right) : \left(b'_z - \frac{\mathfrak{p}_z}{V}\right).$$

L'aberration de la lumière.

» § 61. Soient b'_x, b'_y, b'_z les constantes de direction de la ligne allant d'un astre fixe à la Terre, c'est-à-dire celles de la normale aux ondes planes arrivant dans le voisinage de la Terre, disons dans les couches supérieures de l'atmosphère. Si alors, pour rechercher ce que deviennent ces ondes dans leur propagation vers l'observateur, nous rapportons le mouvement de la lumière à un système de coordonnées prenant part au mouvement de la Terre, les constantes de direction de la normale à l'onde restent naturellement b'_x, b'_y, b'_z, tandis qu'il faut introduire comme durée de vibration relative T' la période modifiée d'après la loi de Doppler. D'après ce que nous avons vu, en ce qui concerne la délimitation latérale d'un faisceau qui traverse un diaphragme, la concentration par les lentilles, et, en général, le passage à travers les corps transparents, les phénomènes correspondront à un état vibratoire, dans un système au repos, dont la période aurait la valeur T', et pour lequel la normale aux ondes incidentes aurait des constantes de direction b_x, b_y, b_z déterminées par (42).

» *Tous les phénomènes observés seront donc exactement les mêmes que si, la Terre étant immobile, et la durée d'oscillation étant* T', *l'astre se trouvait, non pas dans la direction* $(-b'_x, -b'_y, -b'_z)$, *mais dans la direction* $(-b_x, -b_y, -b_z)$.

» L'*aberration* consiste dans ce changement apparent de direction. Il résulte de l'équation (42) que la grandeur et la direction que nous trouvons pour elle correspondent bien à la règle connue qui a été vérifiée par les observations. On obtient, en effet, un vecteur de direction (b_x, b_y, b_z), si l'on compose un vecteur de direction (b'_x, b'_y, b'_z), dont la longueur représente la vitesse de la lumière, avec un second qui soit égal et contraire à la vitesse $\mathfrak{p}$ de la Terre.

» Notre théorème permet aussi d'expliquer pourquoi, dans les observations faites avec des systèmes de lentilles, on trouve toujours une aberration correspondant à la règle que je viens de rappeler. Il explique également l'expérience connue d'Arago sur la déviation par un prisme, et celle du tube de télescope rempli d'eau proposée par Boscovich et réalisée par Airy.

Observations faites sur la lumière du Soleil.

» § 62. La trajectoire de la Terre diffère si peu d'un cercle que l'on peut, s'il s'agit des rayons du Soleil, négliger la composante $\mathfrak{p}_r$,

d'où dépend le changement de la durée de vibration. Les expériences faites avec ces rayons doivent donc avoir le même résultat que si, la Terre étant immobile, le Soleil se trouvait dans la direction modifiée par l'aberration, *les durées de vibration des différents rayons restant les mêmes qu'en réalité*.

» Il en résulte immédiatement qu'on ne s'apercevra d'*aucune influence du mouvement de la Terre* en mesurant la déviation pour une raie de Fraunhofer donnée soit dans la réfraction par un prisme, soit dans la diffraction à travers un réseau. En d'autres termes, l'angle que fait avec la direction de translation de la Terre le faisceau qui tombe sur le prisme ou le réseau n'a aucune importance. En ce qui concerne le spectre des réseaux, ce résultat a été confirmé par les expériences si précises de M. Mascart : ce physicien a de plus montré que l'on obtient exactement la même déviation, pour une raie de Fraunhofer déterminée dans la lumière du Soleil ou pour les rayons correspondants d'une source de lumière terrestre.

Sources de lumière mobiles.

» § 63. Nous avons supposé plus haut (§ 61) que l'astre était immobile. Pour un corps lumineux qui se meut, on arrive également à un résultat bien simple. Nous savons déjà (§ 36) que la normale aux ondes atteignant la Terre est dirigée vers le point P où se trouvait la source de lumière, au moment où elle émettait la lumière. Le mouvement de la Terre a simplement pour effet de nous faire observer l'étoile non pas dans ce point P, mais dans un autre point P′, le déplacement PP′ étant donné par la règle ordinaire de l'aberration. Les considérations du paragraphe 61 le démontrent facilement.

» Enfin, une simple figure montre *que P′ se confond avec le véritable lieu au moment de l'observation si la vitesse de la source de lumière concorde en grandeur et direction avec celle de la Terre*.

Expériences avec des sources de lumière terrestres.

» § 64. Le dernier résultat montre immédiatement qu'on voit toujours dans la direction véritable où il se trouve un objet éloigné placé à la surface de la Terre. Nous savions déjà qu'il n'y a aucune différence entre les temps de vibration vrai et observé pour une source de lumière liée à la Terre.

» *Notre théorie montre qu'en général le mouvement de la*

Terre n'aura aucune influence du premier ordre sur les expériences faites avec des sources de lumière terrestres. »

Je n'insisterai pas ici sur la preuve de cette assertion.

EXTRAIT 12.

Entraînement des ondes lumineuses par la matière pondérable.

« § 68. Supposons que dans un corps au repos, isotrope ou non, se propage un faisceau d'ondes planes dans lequel les composantes de $\mathfrak{D}$ et $\mathfrak{H}$ peuvent se mettre sous la forme

$$(43) \qquad A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{b_x x + b_y y + b_z z}{W} + B\right),$$

W est alors la vitesse de propagation. Cette grandeur peut dépendre de b_x, b_y, b_z et T. Si l'on donne au corps une vitesse $\mathfrak{p}$, il peut s'y établir, comme nous l'avons vu, un état de mouvement correspondant à des expressions telles que

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t' - \frac{b_x x + b_y y + b_z z}{W} + B\right),$$

ou

$$(44) \qquad A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{\mathfrak{p}_x x + \mathfrak{p}_y y + \mathfrak{p}_z z}{V^2} - \frac{b_x x + b_y y + b_z z}{W} + B\right).$$

» Les constantes de directions b'_x, b'_y, b'_z de la normale à l'onde sont maintenant proportionnelles aux grandeurs

$$\frac{b_x}{W} + \frac{\mathfrak{p}_x}{V^2}, \quad \frac{b_y}{W} + \frac{\mathfrak{p}_y}{V^2}, \quad \frac{b_z}{W} + \frac{\mathfrak{p}_z}{V^2}.$$

» Posons, d'après cela,

$$(45) \qquad \frac{b_x}{W} + \frac{\mathfrak{p}_x}{V^2} = \frac{b'_x}{W'}, \qquad \frac{b_y}{W} + \frac{\mathfrak{p}_y}{V^2} = \frac{b'_y}{W'}, \qquad \frac{b_z}{W} + \frac{\mathfrak{p}_z}{V^2} = \frac{b'_z}{W'},$$

l'expression (44) devient

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{b'_x x + b'_y y + b'_z z}{W'} + B\right),$$

ce qui montre que W′ est la vitesse avec laquelle se propagent, dans le corps en mouvement et suivant la direction (b'_x, b'_y, b'_z), des ondes dont la durée de vibration *relative* est T.

» De (45) on tire

$$\frac{1}{W'^2} = \frac{1}{W^2} + 2\frac{b_x \mathfrak{p}_x + b_y \mathfrak{p}_y + b_z \mathfrak{p}_z}{WV^2},$$

ou, en négligeant des grandeurs du second ordre,

$$\frac{1}{W'^2} = \frac{1}{W^2} + 2\frac{b'_x \mathfrak{p}_x + b'_y \mathfrak{p}_y + b'_z \mathfrak{p}_z}{WV^2} = \frac{1}{W^2} + 2\frac{\mathfrak{p}_n}{WV^2},$$

$\mathfrak{p}_n$ étant la composante de la vitesse suivant la direction de la normale à l'onde à laquelle se rapporte W'.

» Enfin, on a

$$W' = W - \mathfrak{p}_n \frac{W^2}{V^2}. \tag{46}$$

» § 69. Jusqu'à présent notre question était générale. Nous allons maintenant supposer que le corps soit isotrope. La vitesse W est alors indépendante de la direction des ondes, et le rapport

$$\frac{V}{W} = N,$$

l'indice de réfraction absolu du corps au repos, dépend seulement de T.

» Dans l'interprétation de la formule (46) qui devient maintenant

$$W' = W - \frac{\mathfrak{p}_n}{N^2}, \tag{47}$$

il faut observer que nous avons choisi pour décrire les phénomènes un système d'axes de coordonnées qui se déplace avec la matière pondérable. L'expression (47) est donc celle de la vitesse des ondes lumineuses *relativement à cette matière*. Si l'on désire connaître la vitesse relative W'' *par rapport à l'éther* il faut ajouter la vitesse (47), qui a la direction de la normale à l'onde, à la composante $\mathfrak{p}_n$ suivant cette même direction de la vitesse de translation. On obtient ainsi :

$$W'' = W + \left(1 - \frac{1}{N^2}\right)\mathfrak{p}_n, \tag{48}$$

ce qui concorde avec l'hypothèse connue de Fresnel.

» Il faut encore faire deux remarques au sujet de ce résultat. C'est d'abord qu'il est exact quelle que soit la valeur de T et, par conséquent, quelle que soit la lumière considérée, et en second lieu que la substitution des valeurs de N et W qui correspondent dans

le corps au repos à une valeur déterminée de T, fournit la valeur de W″, pour une durée d'oscillation *relative* T.

» § 70. Si le corps considéré est biréfringent, il ne faut pas oublier que dans l'équation (46) W et W′ se rapportent à des directions différentes de la normale à l'onde, W à la direction (b_x, b_y, b_z), et W′ à la direction (b'_x, b'_y, b'_z). Pour ce qui est de savoir en quoi diffèrent l'une de l'autre, *pour une direction d'ondes donnée*, les vitesses dans un corps au repos ou mobile, l'équation ne nous fournit pas de conclusion immédiate. La considération des *rayons lumineux* conduit cependant à une proposition simple.

» Dans un corps biréfringent immobile, quand on a choisi une des deux directions de vibration possibles, à chaque direction de la normale à l'onde correspond une direction déterminée pour les rayons lumineux, c'est-à-dire pour les génératrices d'un cylindre limitant latéralement un faisceau lumineux. Choisissons sur une telle ligne, dont la direction est donnée par c_x, c_y, c_z, un point fixe (x_0, y_0, z_0). Un autre point de cette ligne, à la distance s, a pour coordonnées :

$$(49) \qquad x = x_0 + c_x s, \qquad y = y_0 + c_y s, \qquad z = z_0 + c_z s.$$

» Si donc on pose

$$U = \frac{W}{b_x c_x + b_y c_y + b_z c_z},$$

l'expression (43) devient

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{s}{U} + B'\right),$$

B′ étant une nouvelle constante.

» La grandeur U est ce qu'on appelle ordinairement la *vitesse du rayon lumineux*.

» Si maintenant on passe au mouvement correspondant dans le corps en mouvement, la ligne considérée *reste* un rayon lumineux (§ 60, *b*) et l'on obtient, pour déterminer le dérangement de l'équilibre en ses différents points, des expressions telles que

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t' - \frac{s}{U} + B'\right),$$

ou, en vertu de (29) et (49),

$$(50) \qquad A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{p_s s}{V^2} - \frac{s}{U} + B'\right),$$

où $\mathfrak{p}_s$ est la composante de $\mathfrak{p}$ dans la direction des rayons lumineux, et B″ une nouvelle constante dont la valeur est

$$B' - \frac{\mathfrak{p}_x x_0 + \mathfrak{p}_y y_0 + \mathfrak{p}_z z_0}{V^2}.$$

» L'expression (50) devient

$$A \cos \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{s}{U'} + B''\right),$$

si l'on pose

$$\frac{1}{U'} = \frac{1}{U} + \frac{\mathfrak{p}_s}{V^2}.$$

» La grandeur U′, qui représente évidemment *la vitesse des rayons lumineux dans le corps en mouvement,* est donnée par la relation

$$(51) \qquad U' = U - \mathfrak{p}_s \frac{U^2}{V^2},$$

ce qui a la même forme que la formule (46). Seulement U et U′ *se rapportent maintenant à des rayons lumineux de même direction.*

» § 71. La formule (48) a trouvé une belle vérification dans les expériences entreprises tout d'abord par Fizeau et plus tard par MM. Michelson et Morley (1) sur la propagation de la lumière dans l'eau coulant rapidement. La disposition de ces expériences est suffisamment connue pour que nous puissions nous contenter de les comparer avec la théorie, avec un peu plus de détails qu'on ne le fait d'habitude.

» Pour appliquer la formule (46) il faut d'abord déduire des conditions de l'expérience la période relative et ensuite calculer, par les formules de dispersion, la valeur de l'indice de réfraction N correspondant à cette période pour l'eau en repos. On devra enfin substituer à W dans (46) l'expression de $\frac{V}{N}$ ainsi calculée. Le résultat dépendra donc de la valeur qu'il faut attribuer à la période relative.

» Comme on le sait, on employait dans ces expériences deux tubes fermés par des plaques de verre, placés l'un à côté de l'autre, et dans lesquels on établissait un courant d'eau qui avait dans les deux tubes la même vitesse, mais des directions contraires. Les raccords servant à l'entrée et à la sortie de l'eau étant placés très près des extrémités,

(1) Michelson and Morley, *American Journal of Science,* 3e série, t. XXXI, 1886, p. 377.

on peut admettre que la vitesse $\mathfrak{p}$ était la même en tous les points, au moins dans la partie centrale de la section [1]. Les deux faisceaux qui devaient interférer traversaient *chacun* les deux tubes, l'un allant, dans tous les deux, dans la direction de l'écoulement et l'autre dans la direction contraire.

» Considérons maintenant un point fixe P à l'intérieur de l'un des tubes. Les conditions dans lesquelles la lumière se propage de la source à ce point restent continuellement les mêmes tant que le courant a un régime stationnaire; cela est vrai pour les deux chemins que peut suivre la lumière pour arriver au point P. Les impulsions qui partent de la source à des intervalles de temps déterminés arrivent en P à des moments séparés par des intervalles de la même grandeur, et si T est la période de vibration de la source lumineuse, c'est aussi la durée de vibration absolue en P.

» Il s'ensuit que la durée de vibration *relative* par rapport à l'eau est

$$(52) \qquad \left(1 \pm \frac{\mathfrak{p}}{W'}\right) T,$$

où W' est la vitesse des ondes cherchée; du reste, il faut, comme dans les formules qui suivent, choisir le signe supérieur ou inférieur suivant que le faisceau considéré se propage dans la direction de l'écoulement de l'eau ou en sens inverse.

» Négligeons toujours les grandeurs du second ordre; nous pourrons écrire, au lieu de (52),

$$(53) \qquad \left(1 \pm \frac{\mathfrak{p}}{W}\right) T.$$

Il faut regarder W dans l'équation (46) et dans cette expression (53) elle-même comme ayant la valeur qui correspond à la période (53). L'indice de réfraction correspondant est

$$n \pm \frac{\mathfrak{p}}{W} T \frac{dn}{dT},$$

si l'on représente par n l'indice de réfraction pour la période T; il faut donc substituer

$$W = \frac{V}{n \pm \frac{\mathfrak{p}}{W} T \frac{dn}{dT}} = \frac{V}{n} \mp \frac{\mathfrak{p}}{n^2} \frac{V}{W} T \frac{dn}{dT},$$

(1) Dans les formules qui suivent $\mathfrak{p}$ représente seulement la *grandeur* de la vitesse.

ou, en remplaçant dans le dernier terme W par $\frac{V}{n}$,

$$W = \frac{V}{n} \mp \frac{\mathfrak{p}}{n} T \frac{dn}{dT}.$$

De plus, dans (46),

$$\mathfrak{p}_n = \pm \mathfrak{p},$$

de sorte qu'on trouve

$$W' = \frac{V}{n} \mp \frac{\mathfrak{p}}{n^2} \mp \frac{\mathfrak{p}}{n} T \frac{dn}{dT},$$

et pour la vitesse relative par rapport à l'éther et aussi par rapport aux plaques qui ferment les tubes,

$$(54) \qquad W'' = \frac{V}{n} \pm \mathfrak{p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mp \frac{\mathfrak{p}}{n} T \frac{dn}{dT}.$$

» § 72. Les physiciens cités plus haut n'ont pas comparé leurs expériences à cette formule mais à une autre dans laquelle manque le dernier terme; ils ont ainsi trouvé une concordance très satisfaisante. Posons, en effet,

$$W'' = \frac{V}{n} \pm \mathfrak{p}\varepsilon,$$

les expériences permettent de déterminer le coefficient ε. MM. Michelson et Morley ont trouvé de cette manière

$$\varepsilon = 0{,}434,$$

« avec une erreur possible de $\pm 0{,}02$ », tandis que $1 - \frac{1}{n^2}$ a la valeur 0,438 pour la lumière D.

» D'après notre théorie ε devrait être égal à

$$1 - \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n} T \frac{dn}{dT}$$

ou, en considérant n comme fonction de la longueur d'onde λ dans l'air,

$$\varepsilon = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n} \lambda \frac{dn}{d\lambda},$$

ce qui donne pour la raie D de Fraunhofer

$$0{,}451.$$

» La formule (54) s'écarte donc un peu plus des observations que l'égalité plus simple

$$(55) \qquad W'' = \frac{V}{n} \pm \mathfrak{p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

mais ces observations n'ont pas pu être faites d'une façon si exacte que l'on puisse attacher quelque importance à ce détail.

» Si l'on arrivait expérimentalement à déterminer quelle est des expressions (54) et (55) celle qui est exacte (ce qui semble difficile, mais pourtant pas impossible), et si la première devait être adoptée, on pourrait dire qu'on avait observé, pour une vitesse créée artificiellement, la variation de la durée de vibration exigée par le principe de Doppler. En effet, ce n'est qu'en ayant égard à cette variation que nous avons déduit l'expression (54).

» § 73. Il est à peine besoin de rappeler le rôle important que joue la formule (48) dans la théorie de l'aberration et des phénomènes qui s'y rattachent. Fresnel basa sur la valeur $1 - \frac{1}{N^2}$ du coefficient d'entraînement son explication de l'expérience d'Arago sur la déviation par un prisme. D'autres physiciens ont depuis repris cette théorie de Fresnel; ils en ont déduit que, dans la plupart des expériences avec des sources de lumière terrestres, le mouvement de la Terre est sans influence et que des expériences faites avec la lumière d'un astre doivent donner le même résultat que si la direction modifiée par l'aberration était la direction véritable de la lumière. A l'exemple de Veltmann ([1]), j'ai mis en évidence, dans mon Mémoire de l'année 1887 ([2]), la grande simplification qu'on apporte aux considérations théoriques, en envisageant non plus la direction des ondes, mais le *trajet des rayons lumineux*. Je m'étais borné à ce moment aux corps isotropes, car j'ignorais encore de quelle manière la loi de Fresnel pouvait être étendue aux corps cristallisés. Maintenant qu'il est démontré que les vitesses de propagation des rayons lumineux dans ces corps obéissent à la loi simple exprimée par la formule (51), il est facile de démontrer que la *double réfraction des rayons lumineux est, elle aussi, indépendante du mouvement de la Terre* ([3]).

([1]) Veltmann, *Pogg. Ann.*, t. CL, 1873, p. 497.

([2]) Lorentz, *Arch. néerl.*, t. XXI.

([3]) M. Lorentz a publié une démonstration de cette proposition tirée de la formule (51) (*Amsterdam Zittingsversl*, *Akad. v. Wet.*, t. I, 1893, p. 149).

On peut partir, dans ce but, d'une proposition simple déduite du principe d'Huygens et que je me permets de citer ici brièvement :

» *Soient* A *et* B *deux points quelconques situés par exemple de part et d'autre de la surface de séparation de deux milieux. En général, il ne peut aller de l'un à l'autre qu'un nombre limité de rayons lumineux. Si l'on forme l'intégrale*

$$\int \frac{ds}{U}$$

pour un de ces rayons, et aussi pour d'autres chemins peu différents allant de A *à* B, U *représentant la vitesse pour un rayon lumineux suivant l'élément de ligne ds, l'intégrale a une valeur minimum pour le rayon lumineux.*

» Je ne m'étendrai cependant pas davantage ni sur ces considérations ni sur d'autres applications des formules (46) et (51), car, pour plusieurs cas, nous avons déjà traité d'une manière plus simple la question de l'influence du mouvement de la Terre. »

PHÉNOMÈNES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

DANS UN SYSTÈME QUI SE MEUT AVEC UNE VITESSE QUELCONQUE

INFÉRIEURE A CELLE DE LA LUMIÈRE,

PAR H.-A. LORENTZ.

Traduit de l'anglais par Paul LANGEVIN.

Amsterdam Proceedings, 1903-1904, p. 809.

---

1. L'influence exercée sur les phénomènes électriques et optiques par une translation, telle que celle résultant du mouvement annuel de la Terre, peut être prévue par la théorie électromagnétique de manière relativement simple tant qu'on fait intervenir uniquement les termes du premier ordre en fonction du rapport de la vitesse de translation w à la vitesse de la lumière c. Les cas dans lesquels les quantités du second ordre $\frac{w^2}{c^2}$ deviennent perceptibles présentent plus de difficultés. Le premier exemple de ce genre est fourni par l'expérience interférentielle bien connue de Michelson, dont le résultat négatif a conduit Fitzgérald et moi-même à cette conclusion que les dimensions de tous les corps sont légèrement modifiées par leur mouvement à travers l'éther.

De nouvelles expériences relatives à des effets du second ordre ont été récemment tentées. Rayleigh (1) et Brace (2) ont cherché si le mouvement de la Terre peut rendre les corps biréfringents : conséquence qui, au moins à première vue, pourrait résulter du changement de dimensions dont je viens de parler. Tous deux sont arrivés cependant à un résultat négatif.

En second lieu, Trouton et Noble (3) ont cherché à mettre en évidence un couple exercé par suite de la translation sur un condensa-

---

(1) RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, 1902, p. 678.
(2) BRACE, *Phil. Mag.*, 6e série, t. VII, 1904, p. 317.
(3) TROUTON et NOBLE, *Phil. Trans.*, A., t. CCII, 1903, p. 165.

teur plan chargé dont les plateaux sont inclinés par rapport au mouvement. La théorie des électrons, à moins qu'elle ne soit modifiée par quelque nouvelle hypothèse, nécessite l'existence d'un semblable couple. Il suffit pour s'en rendre compte de considérer un condensateur avec l'éther pour diélectrique.

On peut montrer que, dans tout système électrostatique en mouvement avec une vitesse $\mathfrak{w}$ [1], il y a une certaine *quantité de mouvement électromagnétique*. Si nous la représentons par $\mathfrak{G}$, le couple cherché est représenté par le produit vectoriel [2]

$$[\mathfrak{G}.\mathfrak{w}]. \tag{1}$$

Si l'axe des z est choisi perpendiculaire aux plateaux du condensateur, la vitesse $\mathfrak{w}$ ayant une direction quelconque, et si U représente l'énergie du condensateur calculée à la manière ordinaire, les composantes de $\mathfrak{G}$ sont données [3] par les formules suivantes exactes au premier ordre

$$\mathfrak{G}_x = \frac{2U}{c^2}\mathfrak{w}_x, \qquad \mathfrak{G}_y = \frac{2U}{c^2}\mathfrak{w}_y, \qquad \mathfrak{G}_z = 0.$$

En substituant ces valeurs dans (1), nous obtenons pour les composantes du couple, au second ordre d'approximation :

$$\frac{2U}{c^2}\mathfrak{w}_y\mathfrak{w}_z, \qquad -\frac{2U}{c^2}\mathfrak{w}_z\mathfrak{w}_x, \qquad 0.$$

Ces expressions montrent que l'axe du couple est dans le plan des plateaux, perpendiculairement à la translation. Si α est l'angle entre la vitesse et la normale aux plateaux, le moment du couple est

$$\frac{U}{c^2} w^2 \sin 2\alpha,$$

il tend à orienter le condensateur de manière que ses plateaux deviennent parallèles au mouvement.

Dans l'appareil de Trouton et Noble, le condensateur était fixé au levier d'une balance de torsion suffisamment sensible pour être déviée

[1] Un vecteur est représenté par une lettre gothique, sa grandeur par la lettre latine correspondante.

[2] *Cf.* mon article, *Weiterbildung der Maxwell'schen Theorie, Electronentheorie* dans l'*Encyclopédie des Sciences mathématiques*, t. V, p. 14, § 21, *a* (article cité ici par *M. E.*).

[3] *M. E.*, § 56, *c*.

par un couple de l'ordre de grandeur précédent. Aucun effet n'a cependant été observé.

2. Les expériences dont je viens de parler ne sont pas seules à nécessiter un nouvel examen des problèmes reliés au mouvement de la Terre. Poincaré (1) a objecté à la théorie actuelle des phénomènes électriques et optiques, dans les corps en mouvement, qu'une hypothèse nouvelle a été nécessaire pour expliquer le résultat négatif de Michelson, et qu'il en sera de même chaque fois que l'expérience apportera des faits nouveaux. Il y a certainement quelque chose d'artificiel dans cette manière de procéder, et il serait plus satisfaisant de montrer, grâce à certaines hypothèses fondamentales, et sans négliger de termes d'aucun ordre, que beaucoup d'actions électromagnétiques sont complètement indépendantes d'un mouvement du système. J'ai essayé (2), il y a quelques années, d'édifier une semblable théorie, mais je crois pouvoir aujourd'hui revenir sur ce sujet avec un meilleur succès. La seule restriction relative à la vitesse est qu'elle soit inférieure à celle de la lumière.

3. Je prendrai pour point de départ les équations fondamentales de la théorie des électrons (3). Soient $\mathfrak{d}$ le déplacement diélectrique dans l'éther, $\mathfrak{h}$ la force magnétique, ρ la densité en volume de la charge d'un électron, $\mathfrak{v}$ la vitesse en un point d'une telle particule, et $\mathfrak{f}$ la force électrique, c'est-à-dire la force exercée par l'éther sur l'unité de charge d'un électron. On a, par rapport à un système fixe de coordonnées :

$$(2)\quad \left\{ \begin{aligned} &\operatorname{div} \mathfrak{d} = \rho, \qquad \operatorname{div} \mathfrak{h} = 0, \\ &\operatorname{rot} \mathfrak{h} = \frac{1}{c}(\dot{\mathfrak{d}} + \rho \mathfrak{v}), \\ &\operatorname{rot} \mathfrak{d} = -\frac{1}{c}\dot{\mathfrak{h}}, \\ &\mathfrak{f} = \mathfrak{d} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}.\mathfrak{h}]. \end{aligned} \right.$$

Je vais supposer maintenant que l'ensemble du système se meut dans la direction de l'axe des x avec la vitesse constante w et je représenterai par $\mathfrak{u}$ la vitesse qu'un point d'un électron peut avoir en plus.

(1) Poincaré, *Rapports du Congrès de Physique de* 1900. Paris, t. I, p. 22.
(2) Lorentz, *Amsterdam Proceedings*, 1898-1899, p. 427.
(3) *M. E.*, § 2.

de celle-ci, de sorte que

$$\mathfrak{v}_x = \mathfrak{w} + \mathfrak{u}_x, \qquad \mathfrak{v}_y = \mathfrak{u}_y, \qquad \mathfrak{v}_z = \mathfrak{u}_z.$$

Si les équations (2) sont rapportées à des axes mobiles avec la vitesse $\mathfrak{w}$, elles deviennent :

$$\operatorname{div} \mathfrak{d} = \rho, \qquad \operatorname{div} \mathfrak{h} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{h}_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{d}_x + \frac{1}{c}\rho(\mathfrak{w} + \mathfrak{u}_x),$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{h}_z}{\partial x} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{d}_y + \frac{1}{c}\rho\mathfrak{u}_y,$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{h}_x}{\partial y} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{d}_z + \frac{1}{c}\rho\mathfrak{u}_z,$$

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{d}_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{h}_x,$$

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{d}_z}{\partial x} = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{h}_y,$$

$$\frac{\partial \mathfrak{d}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{d}_x}{\partial z} = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathfrak{w}\frac{\partial}{\partial x}\right)\mathfrak{h}_z,$$

$$\mathfrak{f}_x = \mathfrak{d}_x + \frac{1}{c}(\mathfrak{u}_y\mathfrak{h}_z - \mathfrak{u}_z\mathfrak{h}_y),$$

$$\mathfrak{f}_y = \mathfrak{d}_y - \frac{1}{c}\mathfrak{w}\mathfrak{h}_z + \frac{1}{c}(\mathfrak{u}_z\mathfrak{h}_x - \mathfrak{u}_x\mathfrak{h}_z),$$

$$\mathfrak{f}_z = \mathfrak{d}_z + \frac{1}{c}\mathfrak{w}\mathfrak{h}_y + \frac{1}{c}(\mathfrak{u}_x\mathfrak{h}_y - \mathfrak{u}_y\mathfrak{h}_x).$$

4. Nous allons continuer la transformation au moyen d'un changement de variables. Posant

(3) $$k^2 = \frac{c^2}{c^2 - \mathfrak{w}^2}$$

et désignant par l un autre nombre à déterminer plus loin, je prends comme nouvelles variables indépendantes

(4) $$x' = klx, \qquad y' = ly, \qquad z' = lz,$$

(5) $$t' = \frac{l}{k}t - kl\frac{\mathfrak{w}}{c^2}x,$$

et je définis deux nouveaux vecteurs $\mathfrak{d}'$ et $\mathfrak{h}'$ par les formules

$$\mathfrak{d}'_x = \frac{1}{l^2}\mathfrak{d}_x, \qquad \mathfrak{d}'_y = \frac{k}{l^2}\left(\mathfrak{d}_y - \frac{\mathfrak{w}}{c}\mathfrak{h}_z\right), \qquad \mathfrak{d}'_z = \frac{k}{l^2}\left(\mathfrak{d}_z + \frac{\mathfrak{w}}{c}\mathfrak{h}_y\right),$$

$$\mathfrak{h}'_x = \frac{1}{l^2}\mathfrak{h}_x, \qquad \mathfrak{h}'_y = \frac{k}{l^2}\left(\mathfrak{h}_y + \frac{\mathfrak{w}}{c}\mathfrak{d}_z\right), \qquad \mathfrak{h}'_z = \frac{k}{l^2}\left(\mathfrak{h}_z - \frac{\mathfrak{w}}{c}\mathfrak{d}_y\right),$$

pour lesquelles, en tenant compte de (3), on peut aussi écrire

$$(6)\quad \begin{cases} \mathfrak{d}_x = l^2\mathfrak{d}'_x, & \mathfrak{d}_y = k l^2\left(\mathfrak{d}'_y + \frac{w}{c}\mathfrak{h}'_z\right), \quad \mathfrak{d}_z = k l^2\left(\mathfrak{d}'_z - \frac{w}{c}\mathfrak{h}'_y\right), \\ \mathfrak{h}_x = l^2\mathfrak{h}'_x, & \mathfrak{h}_y = k l^2\left(\mathfrak{h}'_y - \frac{w}{c}\mathfrak{d}'_z\right), \quad \mathfrak{h}_z = k l^2\left(\mathfrak{h}'_z + \frac{w}{c}\mathfrak{d}'_y\right). \end{cases}$$

Le coefficient l doit être considéré comme une fonction de w dont la valeur est 1 pour $w = 0$ et qui, pour de petites valeurs de $\frac{w}{c}$, ne diffère de l'unité que par une quantité du second ordre.

La variable t' peut être appelée le *temps local;* en fait, pour $k = 1$ et $l = 1$, elle se confond avec la quantité que j'ai autrefois désignée par ce nom.

Si nous posons enfin

$$(7)\qquad \frac{1}{k l^3}\rho = \rho',$$

$$(8)\qquad k^2\mathfrak{u}_x = \mathfrak{u}'_x, \quad k\mathfrak{u}_y = \mathfrak{u}'_y, \quad k\mathfrak{u}_z = \mathfrak{u}'_z,$$

ces dernières quantités étant considérées comme les composantes d'un nouveau vecteur $\mathfrak{u}'$, les équations prennent la forme suivante :

$$(9)\quad \begin{cases} div'\,\mathfrak{d}' = \left(1 - \frac{w\mathfrak{u}'_x}{c^2}\right)\rho', \qquad div'\,\mathfrak{h}' = 0, \\ rot'\,\mathfrak{h}' = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial\mathfrak{d}'}{\partial t'} + \rho'\mathfrak{u}'\right), \\ rot'\,\mathfrak{d}' = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathfrak{h}'}{\partial t'}, \end{cases}$$

$$(10)\quad \begin{cases} \mathfrak{f}_x = l^2\mathfrak{d}'_x + l^2\frac{1}{c}(\mathfrak{u}'_y\mathfrak{h}'_z - \mathfrak{u}'_z\mathfrak{h}'_y) + l^2\frac{w}{c^2}(\mathfrak{u}'_y\mathfrak{d}'_y + \mathfrak{u}'_z\mathfrak{d}'_z), \\ \mathfrak{f}_y = \frac{l^2}{k}\mathfrak{d}'_y + \frac{l^2}{k}\frac{1}{c}(\mathfrak{u}'_z\mathfrak{h}'_x - \mathfrak{u}'_x\mathfrak{h}'_z) - \frac{l^2}{k}\frac{w}{c^2}\mathfrak{u}'_x\mathfrak{d}'_y, \\ \mathfrak{f}_z = \frac{l^2}{k}\mathfrak{d}'_z + \frac{l^2}{k}\frac{1}{c}(\mathfrak{u}'_x\mathfrak{h}'_y - \mathfrak{u}'_y\mathfrak{h}'_x) - \frac{l^2}{k}\frac{w}{c^2}\mathfrak{u}'_x\mathfrak{d}'_z. \end{cases}$$

La signification des symboles rot' et div' dans (9) est analogue à celle de div et rot dans (2); seulement les différentiations par rapport à xyz doivent être remplacées par les différentiations correspondantes par rapport à $x'y'z'$.

5. Les équations (9) conduisent à cette conclusion que les vecteurs $\mathfrak{d}'$ et $\mathfrak{h}'$ peuvent être représentés au moyen d'un potentiel scalaire φ' et d'un potentiel vecteur $\mathfrak{a}'$. Ces potentiels satisfont aux équa-

tions (¹)

$$(11)\qquad \Delta'\varphi' - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi'}{\partial t'^2} = -\rho',$$

$$(12)\qquad \Delta'\mathfrak{a}' - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathfrak{a}'}{\partial t'^2} = -\frac{1}{c}\rho'\mathfrak{u}',$$

et les vecteurs $\mathfrak{d}'$ et $\mathfrak{h}'$ sont donnés par

$$(13)\qquad \mathfrak{d}' = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathfrak{a}'}{\partial t'} - grad'\varphi' + \frac{w}{c}grad'\mathfrak{a}'_x,$$

$$(14)\qquad \mathfrak{h}' = rot'\mathfrak{a}'.$$

Le symbole Δ' est une abréviation pour $\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}$ et $grad'\varphi'$ représente un vecteur dont les composantes sont $\frac{\partial\varphi'}{\partial x'}, \frac{\partial\varphi'}{\partial y'}, \frac{\partial\varphi'}{\partial z'}$. L'expression $grad'\mathfrak{a}'_x$ a une signification analogue.

Pour obtenir la solution de (11) et (12) sous une forme simple, nous pouvons considérer x', y', z' comme les coordonnées d'un point P′ dans un espace S′ et attribuer à ce point, pour chaque valeur de t', les valeurs de ρ', $\mathfrak{u}'$, φ', $\mathfrak{a}'$ qui appartiennent au point correspondant $P(x, y, z)$ du système électromagnétique. Pour une valeur déterminée t' de la quatrième variable indépendante, les potentiels φ' et $\mathfrak{a}'$ au point P′ de l'espace S′ ou au point correspondant P du système ont pour valeurs (²)

$$(15)\qquad \varphi' = \frac{1}{4\pi}\int\frac{[\rho']}{r'}dS',$$

$$(16)\qquad \mathfrak{a}' = \frac{1}{4\pi c}\int\frac{[\rho'\mathfrak{u}']}{r'}dS'.$$

dS' est un élément de l'espace S′, r' sa distance à P′, et les crochets représentent les valeurs des quantités ρ' et $\rho'\mathfrak{u}'$ dans l'élément dS' pour la valeur $t' - \frac{r'}{c}$ de la quatrième variable indépendante.

Au lieu de (15) et (16), nous pouvons écrire, en tenant compte de (4) et (7),

$$(17)\qquad \varphi' = \frac{1}{4\pi}\int\frac{[\rho]}{r'}dS,$$

$$(18)\qquad \mathfrak{a}' = \frac{1}{4\pi c}\int\frac{[\rho\mathfrak{u}']}{r'}dS,$$

où les intégrations sont étendues au système électromagnétique lui-

(¹) *M. E.*, § 4 et 10.
(²) *M. E.*, § 5 et 10.

même. On doit se souvenir que r' ne représente pas la distance de l'élément dS au point P pour lequel le calcul est fait. Au contraire, si l'élément se trouve au point (x_1, y_1, z_1), il faut prendre

$$r' = l\sqrt{k^2(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}.$$

Il faut aussi remarquer que, si nous voulons déterminer φ' et $\mathfrak{a}'$ à l'instant pour lequel le temps local en P est t', nous devons prendre pour ρ et $\rho\mathfrak{u}'$ les valeurs de ces quantités dans l'élément dS à l'instant pour lequel le temps local dans cet élément est $t' - \frac{r'}{c}$.

6. Il suffira, pour le but que nous nous proposons, de considérer deux cas particuliers. Le premier est celui d'un système électrostatique, c'est-à-dire d'un système n'ayant pas d'autre mouvement que la translation $\mathfrak{w}$. Dans ce cas, $\mathfrak{u}' = 0$ et, par suite, d'après (12), $\mathfrak{a}' = 0$. De plus, φ' est indépendant de t', de sorte que les équations (11), (13) et (14) se réduisent à

$$(19)\qquad \left\{\begin{aligned} &\Delta'\varphi' = -\rho',\\ &\mathfrak{d}' = -\mathit{grad}'\,\varphi', \qquad \mathfrak{h}' = 0. \end{aligned}\right.$$

Après avoir déterminé le vecteur $\mathfrak{d}'$ au moyen de ces équations, nous pouvons calculer la force électrique agissant sur les électrons du système. La formule (10) devient, puisque $\mathfrak{u}' = 0$,

$$(20)\qquad \mathfrak{f}_x = l^2\mathfrak{d}'_x, \qquad \mathfrak{f}_y = \frac{l^2}{k}\mathfrak{d}'_y, \qquad \mathfrak{f}_z = \frac{l^2}{k}\mathfrak{d}'_z.$$

Ce résultat peut être énoncé sous une forme simple si nous comparons le système Σ que nous considérons avec un autre système électrostatique Σ' supposé immobile et dans lequel Σ se transforme si nous multiplions les dimensions parallèles à l'axe des x par kl et par l les dimensions parallèles aux autres axes; le symbole (kl, l, l) représentera cette déformation. Dans le système Σ', que nous pouvons supposer placé dans l'espace S' (§ 5), nous donnerons à la densité électrique la valeur ρ' déterminée par (7), de sorte que les charges des éléments de volume correspondants et des électrons correspondants sont les mêmes dans Σ et dans Σ'.

Nous obtiendrons alors, d'après (20), les forces agissant sur les électrons du système mobile Σ si nous déterminons d'abord les forces correspondantes dans Σ' et si nous multiplions leurs composantes dans la direction de l'axe des x par l^2 et les composantes perpendicu-

laires à cet axe par $\frac{l^2}{k}$. Ceci peut être représenté par le symbole

$$\mathfrak{f}(\Sigma) = \left(l^2, \frac{l^2}{k}, \frac{l^2}{k}\right) \mathfrak{f}(\Sigma'). \tag{21}$$

On peut encore remarquer que, après avoir déterminé $\mathfrak{d}'$ d'après (19), nous pouvons facilement calculer la quantité de mouvement électromagnétique du système mobile, ou plutôt sa composante dans la direction du mouvement, car la formule

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{c}\int [\mathfrak{d}.\mathfrak{h}]\, dS$$

montre que

$$\mathfrak{G}_x = \frac{1}{c}\int (\mathfrak{d}_y \mathfrak{h}_z - \mathfrak{d}_z \mathfrak{h}_y)\, dS;$$

donc, d'après (6), puisque $\mathfrak{h}' = 0$,

$$\mathfrak{G}_x = \frac{k^2 l^4 w}{c^2}\int (\mathfrak{d}_y'^2 + \mathfrak{d}_z'^2)\, dS = \frac{klw}{c^2}\int (\mathfrak{d}_y'^2 + \mathfrak{d}_z'^2)\, dS'. \tag{22}$$

7. Notre second cas particulier est celui d'une particule ayant un moment électrique, c'est-à-dire d'un petit espace S avec une charge totale nulle $\int \rho\, dS = 0$, mais avec une distribution de densités telle que les intégrales $\int \rho x\, dS$, $\int \rho y\, dS$, $\int \rho z\, dS$ ont des valeurs différentes de zéro.

Soient x_1, y_1, z_1 les coordonnées prises par rapport à un point fixe A de la particule (le *centre* de la particule) et définissons le moment électrique comme le vecteur $\mathfrak{p}$ ayant pour composantes

$$\mathfrak{p}_x = \int \rho x_1\, d\ , \qquad \mathfrak{p}_y = \int \rho y_1\, dS, \qquad \mathfrak{p}_z = \int \rho z_1\, dS. \tag{23}$$

Alors

$$\frac{d\mathfrak{p}_x}{dt} = \int \rho \mathfrak{u}_x\, dS, \qquad \frac{d\mathfrak{p}_y}{dt} = \int \rho \mathfrak{u}_y\, dS, \qquad \frac{d\mathfrak{p}_z}{dt} = \int \rho \mathfrak{u}_z\, dS. \tag{24}$$

Naturellement, si x_1, y_1, z_1 sont considérés comme infiniment petits, il doit en être de même de $\mathfrak{u}_x$, $\mathfrak{u}_y$, $\mathfrak{u}_z$. Nous négligerons les carrés et les produits de ces six quantités.

Nous allons maintenant appliquer l'équation (17) à la détermination du potentiel scalaire φ' pour un point extérieur $P(x, y, z)$, à distance finie de la particule polarisée, et à l'instant pour lequel le temps local de ce point P a une valeur déterminée t'. Pour ceci, nous allons donner au symbole $[\rho]$ qui dans (17) correspond à l'instant où

le temps local dans dS est $t' - \frac{r'}{c}$, une signification légèrement différente. Désignant par r'_0 la valeur de r' pour le centre A, nous entendrons par $[\rho]$ la densité existant dans l'élément dS au point x_1, y_1, z_1 à l'instant t_0 pour lequel le temps local en A est $t' - \frac{r'_0}{c}$. Il résulte de (5) que cet instant précède celui auquel doit correspondre le numérateur de (17) de la quantité

$$\frac{k^2 w}{c^2} x_1 + \frac{k}{l} \frac{r'_0 - r'}{c} = \frac{k^2 w}{c^2} x_1 + \frac{k}{l} \frac{1}{c} \left(x_1 \frac{\partial r'}{\partial x} + y_1 \frac{\partial r'}{\partial y} + z_1 \frac{\partial r'}{\partial z} \right).$$

Dans cette expression nous pouvons donner aux dérivées leurs valeurs au point A.

Dans (17) nous devons maintenant remplacer $[\rho]$ par

$$(25) \qquad [\rho] + k^2 \frac{w}{c^2} x_1 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] + \frac{k}{l} \frac{1}{c} \left(x_1 \frac{\partial r'}{\partial x} + y_1 \frac{\partial r'}{\partial y} + z_1 \frac{\partial r'}{\partial z} \right) \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right],$$

où $\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]$ est de nouveau relatif au temps t_0. Si la valeur de t' pour laquelle le calcul sera fait a été choisie, ce temps t_0 est une fonction des coordonnées x, y, z du point extérieur P. La valeur de $[\rho]$ dépend donc de ces coordonnées de telle manière que

$$\frac{\partial [\rho]}{\partial x} = - \frac{k}{l} \frac{1}{c} \frac{\partial r'}{\partial x} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right], \qquad \ldots,$$

ce qui permet de remplacer (25) par

$$[\rho] + k^2 \frac{w}{c^2} x_1 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] - \left(x_1 \frac{\partial [\rho]}{\partial x} + y_1 \frac{\partial [\rho]}{\partial y} + z_1 \frac{\partial [\rho]}{\partial z} \right).$$

De plus, si nous désignons maintenant par r' la quantité désignée précédemment par r'_0, le facteur $\frac{1}{r'}$ doit être remplacé par

$$\frac{1}{r'} - x_1 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r'} \right) - y_1 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r'} \right) - z_1 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r'} \right),$$

de sorte qu'au total, dans l'intégrale (17), l'élément dS est multiplié par

$$\frac{[\rho]}{r'} + k^2 \frac{w}{c^2} \frac{x_1}{r'} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] - \frac{\partial}{\partial x} \frac{x_1 [\rho]}{r'} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{y_1 [\rho]}{r'} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{z_1 [\rho]}{r'}.$$

Ceci est plus simple que la forme primitive parce que ni r', ni le temps pour lequel les quantités entre crochets doivent être prises, ne

dépendent de x_1, y_1, z_1. En utilisant (23) et en remarquant que $\int \rho \, dS = 0$, il vient

$$\varphi' = k^2 \frac{w}{4\pi c^2 r'} \left[\frac{\partial \mathfrak{p}_x}{\partial t}\right] - \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{[\mathfrak{p}_x]}{r'} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{[\mathfrak{p}_y]}{r'} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{[\mathfrak{p}_z]}{r'}\right],$$

formule dans laquelle toutes les quantités entre crochets doivent être prises à l'instant pour lequel le temps local au centre de la particule est $t' - \frac{r'}{c}$.

Nous terminerons ces calculs par l'introduction d'un nouveau vecteur $\mathfrak{p}'$ dont les composantes sont

$$(26) \qquad \mathfrak{p}'_x = kl\mathfrak{p}_x, \qquad \mathfrak{p}'_y = l\mathfrak{p}_y, \qquad \mathfrak{p}'_z = l\mathfrak{p}_z.$$

En même temps nous prendrons x', y', z', t' pour variables indépendantes. Le résultat final est

$$\varphi' = \frac{w}{4\pi c^2 r'} \frac{\partial[\mathfrak{p}'_x]}{\partial t'} - \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial x'} \frac{[\mathfrak{p}'_x]}{r'} + \frac{\partial}{\partial y'} \frac{[\mathfrak{p}'_y]}{r'} + \frac{\partial}{\partial z'} \frac{[\mathfrak{p}'_z]}{r'}\right].$$

Pour la formule (18) du potentiel vecteur, sa transformation est moins compliquée parce qu'elle contient le vecteur infiniment petit $\mathfrak{u}'$. D'après (8), (24), (26) et (5), il vient

$$\mathfrak{a}' = \frac{1}{4\pi c r'} \frac{\partial[\mathfrak{p}']}{\partial t'}.$$

Le champ produit par la particule polarisée est maintenant complètement déterminé. La formule (13) donne

$$(27) \quad \mathfrak{d}' = -\frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} \frac{[\mathfrak{p}']}{r'} + \frac{1}{4\pi} grad' \left[\frac{\partial}{\partial x'} \frac{[\mathfrak{p}'_x]}{r'} + \frac{\partial}{\partial y'} \frac{[\mathfrak{p}'_y]}{r'} + \frac{\partial}{\partial z'} \frac{[\mathfrak{p}'_z]}{r'}\right].$$

Le vecteur $\mathfrak{h}'$ est donné par (14). Nous pouvons de plus utiliser les équations (20) au lieu des équations (10) pour trouver les forces exercées par une particule polarisée sur une autre placée à quelque distance, puisque pour cette seconde particule, comme pour la première, les vitesses $\mathfrak{u}$ peuvent être considérées comme infiniment petites.

Il est utile de remarquer que les formules, pour un système sans translation d'ensemble, sont contenues dans les précédentes. Pour un tel système il suffit de supprimer les accents et de faire $k = l = 1$. Les composantes de (27) deviennent en même temps celles de la force électrique exercée par une particule polarisée sur une autre.

8. Nous avons jusqu'ici utilisé seulement les équations fondamentales sans aucune hypothèse nouvelle. Je vais supposer maintenant *que les électrons considérés au repos comme des sphères de rayon* R *ont leurs dimensions modifiées par suite de la translation, les dimensions devenant kl fois plus petites dans la direction du mouvement, et l fois dans la direction perpendiculaire.*

Dans cette déformation, qu'on peut représenter par $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$, chaque élément de volume est supposé conserver sa charge.

Cette hypothèse revient à admettre que dans un système électrostatique Σ se mouvant avec la vitesse $\mathfrak{w}$, tous les électrons sont des ellipsoïdes aplatis avec leur petit axe dans la direction du mouvement. Si maintenant, pour appliquer le théorème du paragraphe 6, nous soumettons le système à la déformation (kl, l, l) nous retrouvons des électrons sphériques de rayon R.

Si donc nous changeons la position relative des centres des électrons dans Σ en appliquant la déformation (kl, l, l) et si, aux points ainsi obtenus, nous plaçons les centres d'électrons supposés en repos, nous obtiendrons un système identique au système imaginaire Σ' dont j'ai parlé au paragraphe 6. Les forces dans ce système et dans Σ auront entre elles la relation exprimée par (21).

Je supposerai en second lieu *que les forces entre particules non électrisées, ou entre ces particules et les électrons, sont modifiées par la translation de la même manière que les forces électriques dans un système électrostatique.* En d'autres termes, quelle que soit la nature des particules composant un système pondérable, tant qu'elles ne se déplacent pas les unes par rapport aux autres, nous aurons entre les forces, exercées dans le système (Σ') immobile, et le système correspondant (Σ) en mouvement de translation, la relation indiquée par (21), si, en ce qui regarde la position relative des particules, (Σ') se déduit de (Σ) par la déformation (kl, l, l) ou (Σ) de (Σ') par la déformation $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$.

Nous déduisons de là que, si la force résultante est o pour une particule dans (Σ'), il doit en être de même pour la particule correspondante dans (Σ). Par suite, si nous négligeons les effets du mouvement moléculaire, en supposant chaque particule d'un corps solide en équilibre sous l'action des attractions et des répulsions exercées par ses voisines, et si nous admettons qu'il n'y a qu'une seule configuration d'équilibre, nous pouvons conclure que le système Σ', si la vitesse $\mathfrak{w}$ lui est communiquée, prendra *de lui-même* la configuration Σ. En

d'autres termes, la translation *produira* la déformation $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$.

Le cas du mouvement moléculaire sera considéré au paragraphe 12. On voit facilement que l'hypothèse autrefois émise à propos de l'expérience de Michelson est impliquée dans ce qui vient d'être dit. Cependant l'hypothèse actuelle est plus générale parce que la seule restriction imposée au mouvement est que sa vitesse soit inférieure à celle de la lumière.

9. Nous pouvons maintenant calculer la quantité de mouvement électromagnétique d'un électron unique. Pour simplifier je vais supposer la charge e uniformément répartie sur la surface tant que l'électron est en repos. Une répartition de cette nature existera dans le système Σ' auquel se rapporte la dernière intégrale de (22). D'où

$$\int (\mathfrak{d}'^2_y + \mathfrak{d}'^2_z)\, dS' = \frac{2}{3}\int \mathfrak{d}'^2 dS' = \frac{e^2}{6\pi}\int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{e^2}{6\pi R}$$

et

$$\mathfrak{G}_x = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} klw.$$

Il faut remarquer que le produit kl est une fonction de w et que, par raison de symétrie, le vecteur $\mathfrak{G}$ a la direction de la translation. On aura, en général, en désignant par $\mathfrak{w}$ la vitesse de translation,

$$\mathfrak{G} = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} kl\mathfrak{w}. \tag{28}$$

Tout changement dans le mouvement de l'électron produit un changement dans sa quantité de mouvement électromagnétique et nécessite une certaine force donnée en grandeur et direction par

$$\mathfrak{f} = \frac{d\mathfrak{G}}{dt}. \tag{29}$$

En toute rigueur, la formule (28) ne peut être appliquée que dans le cas d'une translation uniforme; par suite de cette circonstance, bien que (29) soit toujours exacte, la théorie des mouvements à variation très rapide est très compliquée, d'autant plus que l'hypothèse du paragraphe 8 implique que la direction et la grandeur de la déformation subie par l'électron changent continuellement. Il est même peu probable que la forme de l'électron sera déterminée uniquement par sa vitesse actuelle.

Néanmoins, si le changement de vitesse est suffisamment lent, nous

aurons une approximation suffisante en employant la relation (28) à tout instant. L'application de l'équation (29) à un semblable mouvement *quasi-stationnaire*, comme l'a appelé M. Max Abraham [1], est très facile. Soit à un instant donné $\mathfrak{j}_1$ l'accélération dans la direction du mouvement et $\mathfrak{j}_2$ l'accélération normale. La force $\mathfrak{F}$ se décompose en deux ayant les directions de ces accélérations et l'on a :

$$\mathfrak{F}_1 = m_1 \mathfrak{j}_1, \qquad \mathfrak{F}_2 = m_2 \mathfrak{j}_2$$

avec

$$(30) \qquad m_1 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} \frac{d(klw)}{dw}, \qquad m_2 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R} kl.$$

Dans les phénomènes où l'accélération est parallèle à la vitesse l'électron se comporte comme ayant une masse m_1 et dans ceux où l'accélération est normale, comme ayant une masse m_2. Ces quantités m_1 et m_2 peuvent être appelées les masses électromagnétiques *longitudinale* et *transversale* de l'électron. *Je supposerai qu'il n'y a pas de masses d'autre nature.*

Puisque k et l diffèrent de l'unité par des quantités de l'ordre $\frac{w^2}{c^2}$, nous avons pour de faibles vitesses :

$$m_1 = m_2 = \frac{e^2}{6\pi c^2 R}.$$

Cette masse est celle qui intervient s'il y a de petits mouvements vibratoires des électrons dans un système sans translation d'ensemble. Dans le cas contraire, si des mouvements de ce genre se produisent dans un corps se mouvant avec la vitesse w dans la direction de l'axe des x, nous devrons employer la masse m_1 pour les vibrations parallèles à Ox et la masse m_2 pour les vibrations parallèles à Oy ou Oz. En d'autres termes, si le symbole Σ est relatif à un système mobile, et Σ' à un système fixe :

$$(31) \qquad m(\Sigma) = \left(\frac{d(klw)}{dw}, kl, kl\right) m(\Sigma'').$$

10. Nous pouvons maintenant examiner l'influence du mouvement de la Terre sur les phénomènes optiques dans un système de corps transparents. En discutant ce problème, nous fixerons notre attention sur les moments électriques variables des particules ou *atomes* du système. Nous pouvons appliquer à ces moments ce qui a été dit au

[1] M. Abraham, *Ann. der Phys.*, t. X, 1903, p. 105.

paragraphe 7. Nous supposerons, pour simplifier, que dans chaque atome la charge est concentrée dans des électrons séparés et que les forces élastiques agissant sur l'un de ceux-ci et déterminant son mouvement en même temps que les forces électriques, ont leur origine à l'intérieur de ce même atome.

Je vais montrer que, si nous partons d'un état de mouvement dans le système sans translation, nous en pouvons déduire un état correspondant dans le système après qu'une translation lui a été communiquée, la correspondance s'établissant de la manière suivante :

a. Soient A'_1, A'_2, A'_3, ... les centres des particules dans le système sans translation Σ'; négligeant les mouvements moléculaires, nous considérons ces points comme en repos.

Le système des points A_1, A_2, A_3, ... pour les centres des particules dans le système en mouvement s'obtient à partir des points A'_1, A'_2, A'_3, ... par la déformation $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$. Conformément à ce qui a été dit au paragraphe 8 les centres prendront d'eux-mêmes ces positions A_1, A_2, A_3, ..., si primitivement, avant la translation, ils avaient les positions A'_1, A'_2, A'_3, ...

Nous pouvons considérer un point P' dans l'espace du système Σ' comme déplacé par la déformation précédente qui l'amène au point correspondant P de Σ. Pour deux points correspondants P' et P, nous définirons des instants correspondants, le premier pour P', l'autre pour P en convenant que le temps vrai pour P' est égal au temps local déterminé par (5) pour P. Par temps correspondants pour deux *particules* correspondantes, nous entendrons les temps correspondants pour les *centres* A et A' de ces particules.

b. Pour l'état intérieur des atomes, nous admettrons que la configuration de la particule A dans Σ à un certain instant peut se déduire au moyen de la transformation $\left(\frac{1}{kl}, \frac{1}{l}, \frac{1}{l}\right)$ de la configuration de la particule correspondante dans Σ' à l'instant correspondant. En tant que cette hypothèse s'applique aux électrons eux-mêmes, elle est impliquée dans la première hypothèse du paragraphe 8.

Si nous partons d'un état existant réellement dans le système Σ', nous avons ainsi complètement défini un état du système Σ. Il reste à savoir si ce dernier état est possible.

Pour nous en rendre compte, nous devons remarquer d'abord que les moments électriques existant dans le système mobile et que nous représenterons par $\mathfrak{p}$ seront des fonctions déterminées des coordonnées x, y, z des centres des particules, ou, comme nous dirons, des

coordonnées des particules, et du temps t. Les équations qui expriment les relations entre $\mathfrak{p}$ d'un côté et x, y, z, t de l'autre, peuvent être remplacées par d'autres équations contenant les vecteurs $\mathfrak{p}'$ définis par (26) et les quantités x', y', z', t' définies par (4) et (5). D'ailleurs, par les hypothèses a et b, si dans une particule A du système mobile dont les coordonnées sont x, y, z, nous trouvons un moment électrique $\mathfrak{p}$ à l'instant t, ou au temps local t', le vecteur $\mathfrak{p}'$ donné par (26) sera le moment existant dans l'autre système au temps vrai t' dans une particule dont les coordonnées sont x', y', z'. Il en résulte que les relations entre $\mathfrak{p}'$, x', y', z', t' sont les mêmes pour les deux systèmes, la différence consistant seulement en ceci, que pour le système immobile Σ' ces symboles représentent le moment électrique, les coordonnées et le temps vrai, tandis que leur signification est différente pour le système mobile, $\mathfrak{p}'$, x', y', z', t' étant ici reliés au moment $\mathfrak{p}$, aux coordonnées x, y, z et au temps t par les égalités (26), (4) et (5).

On a déjà vu que l'équation (27) s'applique aux deux systèmes. Le vecteur $\mathfrak{d}'$ sera donc le même dans Σ et Σ' pourvu que nous comparions toujours des points et des temps correspondants. Cependant ce vecteur n'a pas la même signification dans les deux cas. Dans Σ' il représente la force électrique, dans Σ il est relié à cette force par les formules (20). Nous en pouvons conclure que les forces électromagnétiques agissant dans Σ et Σ' à des instants correspondants sur des particules correspondantes, sont reliées par (21). En vertu de l'hypothèse b, jointe à la seconde hypothèse du paragraphe 8, la même relation existe entre les forces élastiques et, par suite, la formule (21) peut être considérée comme donnant la relation entre les forces totales agissant à des instants correspondants sur des électrons correspondants.

Il est clair que l'état supposé dans le système mobile sera réellement possible si, dans Σ et dans Σ', les produits de la masse m et de l'accélération d'un électron sont entre eux dans le même rapport que les forces, c'est-à-dire si

$$m\mathfrak{j}(\Sigma) = \left(l^2, \frac{l^2}{k}, \frac{l^2}{k}\right) m\mathfrak{j}(\Sigma'). \tag{32}$$

Nous avons d'ailleurs pour les accélérations

$$\mathfrak{j}(\Sigma) = \left(\frac{l}{k^3}, \frac{l}{k^2}, \frac{l}{k^2}\right)(\mathfrak{j}\Sigma') \tag{33}$$

ainsi qu'on peut le déduire de (4) et (5). Combinant ceci avec (32),

nous trouvons pour les masses

$$m(\Sigma) = (k^3 l,\ kl,\ kl) m(\Sigma').$$

Par comparaison avec (31) il résulte que cette condition est toujours remplie si nous considérons des vibrations perpendiculaires à la direction du mouvement. La seule condition que nous devons imposer à l est donc

$$\frac{d(klw)}{dw} = k^3 l.$$

Mais il résulte de (3)

$$\frac{d(kw)}{dw} = k^3,$$

de sorte que nous devons poser

$$\frac{dl}{dw} = 0, \qquad l = \text{const.}$$

La valeur de cette constante doit être l'unité, car nous savons déjà que $l = 1$ pour $w = 0$.

Nous sommes donc conduits à admettre que *l'influence d'une translation sur les dimensions (des électrons eux-mêmes comme de l'ensemble d'un corps pondérable) est réduite à celles qui ont la direction du mouvement, et qui deviennent k fois plus petites qu'au repos.*

Si nous ajoutons cette hypothèse à celles déjà faites, nous pouvons être certains que deux états, l'un du système en mouvement, l'autre du même système au repos, et se correspondant de la manière indiquée, sont simultanément possibles. De plus, cette correspondance n'est pas limitée aux moments électriques des particules. En des points correspondants situés dans l'éther, soit entre les particules, soit à l'extérieur des corps pondérables, nous trouvons à des instants correspondants le même vecteur $\mathfrak{d}'$ et, comme on le voit facilement, le même vecteur $\mathfrak{h}'$. Nous pouvons conclure en disant : si, dans le système sans translation d'ensemble, il existe un état de mouvement pour lequel, en un certain point, les composantes de $\mathfrak{p}$, $\mathfrak{d}$ et $\mathfrak{h}$ sont des fonctions déterminées du temps, le même système après sa mise en mouvement d'ensemble (et, par suite, après déformation) peut être le siège d'un état de mouvement dans lequel, au point correspondant, les composantes de $\mathfrak{p}'$, $\mathfrak{d}'$, $\mathfrak{h}'$ sont les mêmes fonctions du temps local.

Un point demande à être examiné de plus près. Les valeurs des

masses m_1 et m_2 ont été déduites de la théorie du mouvement quasi-stationnaire, et la question se pose de savoir si nous avons le droit de les employer dans le cas des vibrations lumineuses rapides. Or, il est facile de se convaincre que le mouvement d'un électron peut être considéré comme quasi-stationnaire si sa vitesse change peu pendant le temps que met la lumière à parcourir une distance égale à son diamètre.

Cette condition est remplie pour les phénomènes optiques où la longueur d'onde est extrêmement grande par rapport au diamètre d'un électron.

11. On voit facilement que la théorie précédente peut rendre compte d'un grand nombre de faits.

Prenons d'abord le cas d'un système sans translation, dans certaines parties duquel nous avons constamment $\mathfrak{p} = 0$, $\mathfrak{d} = 0$, $\mathfrak{h} = 0$. Dans l'état correspondant du système en mouvement, nous aurons dans les parties correspondantes (ou, comme nous pouvons le dire, dans les mêmes parties du système déformé) $\mathfrak{p}' = 0$, $\mathfrak{d}' = 0$, $\mathfrak{h}' = 0$. Ces équations impliquant $\mathfrak{p} = 0$, $\mathfrak{d} = 0$, $\mathfrak{h} = 0$ comme cela résulte de (26) et (6), il en résulte que les régions obscures dans le système en repos resteront obscures après la mise en mouvement. Il sera donc impossible de constater une influence du mouvement de la Terre dans les expériences d'optique faites avec une source terrestre de lumière et où l'on étudie la distribution de lumière et d'obscurité. Beaucoup d'expériences d'interférence ou de diffraction appartiennent à cette catégorie.

En second lieu, si, en deux points d'un système des rayons de lumière dans le même état de polarisation se propagent dans la même direction, on peut montrer que le rapport des intensités n'est pas modifié par la translation. Cette dernière remarque s'applique aux cas où l'on compare les intensités lumineuses de portions adjacentes du champ de vision.

Les conclusions précédentes confirment celles que j'avais déduites de raisonnements analogues, mais où les termes du second ordre étaient négligés. Elles fournissent en outre une explication du résultat négatif de Michelson, plus générale que celle que j'ai autrefois proposée, et elles montrent pourquoi Rayleigh et Brace n'ont pu constater aucune trace de double réfraction produite par le mouvement de la Terre.

Quant aux expériences de Trouton et Noble, leur résultat négatif

se comprend immédiatement si nous admettons les hypothèses du paragraphe 8. On peut en déduire, en y joignant la dernière supposition du paragraphe 10, que le seul effet de la translation doit être une contraction de tout le système d'électrons et d'autres particules constituant le condensateur chargé, le fil de suspension et le levier de la balance de torsion. Une telle contraction ne donne lieu à aucun changement de direction sensible.

Il est à peine nécessaire d'ajouter que la théorie précédente est proposée sous toutes réserves. Bien qu'elle me paraisse en mesure de représenter tous les faits connus, elle conduit à certaines conséquences qui ne peuvent pas, dans l'état actuel des choses, être soumises au contrôle de l'expérience; l'une de celles-ci étant que le résultat de l'expérience de Michelson doit rester négatif si les rayons lumineux interférents se propagent à travers un milieu pondérable transparent.

Considérée par elle-même, notre hypothèse relative à la contraction des électrons ne peut être ni considérée comme plausible, ni rejetée comme inadmissible. Nous savons fort peu de chose sur la nature des électrons et notre seul moyen d'information est de contrôler les conséquences d'hypothèses semblables à celle que j'ai faite. Il est certain que des difficultés se présenteront, par exemple si nous voulons considérer la rotation des électrons. Peut-être aurons-nous à supposer que, si dans le système sans translation des électrons sphériques tournent autour d'un diamètre, les points correspondants dans le système en mouvement décriront des orbites elliptiques déduites des trajectoires circulaires de la manière indiquée au paragraphe 10.

12. Il nous reste à dire quelques mots du mouvement moléculaire. Nous pouvons imaginer que les corps dans lesquels il joue un rôle important ou prédominant, subissent la même déformation que les systèmes de particules en équilibre relatif dont nous avons seulement parlé jusqu'ici. En effet, dans deux systèmes de molécules Σ et Σ', le premier en mouvement et l'autre en repos d'ensemble, nous pouvons imaginer des mouvements moléculaires qui se correspondent de telle manière que, si une particule de Σ' a une certaine position à un moment donné, une particule dans Σ occupe la position correspondante à l'instant correspondant. Ceci étant admis, nous pouvons employer la relation (33) entre les accélérations dans tous les cas où la vitesse du mouvement moléculaire est très faible par rapport à w. Dans ces cas les forces moléculaires peuvent être supposées déterminées par les

positions relatives, indépendamment des vitesses du mouvement moléculaire. Si enfin nous supposons ces forces n'agissant qu'à des distances assez faibles pour qu'on puisse négliger la différence des temps locaux pour deux particules agissant l'une sur l'autre, une particule quelconque, prise avec celles qui se trouvent dans sa sphère d'action constitue un système qui a subi la déformation souvent indiquée. En vertu de la deuxième hypothèse du paragraphe 8 nous pouvons donc appliquer à la force moléculaire résultante agissant sur une particule l'équation (21). Par conséquent, la relation qui doit exister entre les forces et les accélérations aura lieu dans les deux systèmes si nous supposons *que les masses de toutes les particules sont influencées par une translation de la même manière que les masses électromagnétiques des électrons.*

13. Les valeurs (30) (avec $l=1$) que j'ai obtenues pour les masses longitudinale et transversale d'un électron, exprimées en fonction de sa vitesse, diffèrent de celles obtenues antérieurement par M. Abraham. L'origine de cette divergence doit être cherchée dans ce fait qu'il considère les électrons comme des sphères invariables. Or ses résultats, en ce qui concerne la masse transversale, ont été confirmés d'une manière remarquable par les expériences de Kaufmann sur la déviation des rayons β du radium dans des champs électrique et magnétique. Pour qu'il n'y ait pas là une objection sérieuse à la théorie que j'ai proposée, il me faut montrer que ces résultats expérimentaux s'accordent aussi bien avec mes formules qu'avec celles d'Abraham.

Je vais discuter d'abord deux séries de mesures publiées par Kaufmann (¹) en 1902. De chaque série il a déduit deux quantités η et ζ, les déviations électrique et magnétique *réduites* qui sont reliées de la manière suivante au rapport $\beta=\frac{w}{c}$:

$$(34)\qquad \beta=k_1\frac{\zeta}{\eta},\qquad \psi(\beta)=\frac{\eta}{k_2\zeta^2},$$

où $\psi(\beta)$ est une fonction telle que la masse transversale est donnée par

$$(35)\qquad m_2=\frac{3}{4}\,\frac{e^2}{6\pi c^2 R}\,\psi(\beta).$$

Dans chaque série k_1 et k_2 sont des constantes.

Il résulte de la seconde des formules (30) que ma théorie conduit

(¹) KAUFMANN, *Physik. Zeitschrift*, t. IV, 1902, p. 55.

à une équation de la forme (35) où la fonction $\psi(\beta)$ d'Abraham doit être remplacée par

$$\frac{4}{3}k = \frac{4}{3}(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}.$$

Ma théorie nécessite donc que, si nous substituons cette fonction dans les équations (34), celles-ci resteront vérifiées. J'aurai naturellement le droit, pour obtenir cet accord, d'attribuer à k_1 et k_2 d'autres valeurs que celles employées par Kaufmann et de prendre pour chaque mesure une valeur convenable de w ou de β. En écrivant sk_1, $\frac{3}{4}k'_2$ et β' pour les nouvelles valeurs, nous pouvons mettre (34) sous la forme

$$\beta' = sk_1\frac{\zeta}{\eta_1} \tag{36}$$

et

$$(1-\beta'^2)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\eta_1}{k'_2\zeta^2}. \tag{37}$$

Kaufmann a vérifié ses formules en choisissant pour k_1 une valeur telle que, calculant β et k_2 au moyen de (34), il obtienne pour cette dernière quantité des valeurs aussi constantes que possible. Cette constante était la preuve d'un accord suffisant.

J'ai suivi une méthode analogue dans laquelle j'ai employé quelques-uns des nombres donnés par Kaufmann. J'ai calculé pour chaque mesure la valeur de l'expression

$$k'_2 = (1-\beta'^2)^{\frac{1}{2}}\psi(\beta)k_2 \tag{38}$$

qu'on obtient en combinant (37) avec la seconde des équations (34). Les valeurs de $\psi(\beta)$ et k_2 ont été prises dans les Tableaux donnés par Kaufmann, et pour β' j'ai substitué les valeurs qu'il a données pour β multipliées par s, ce dernier coefficient étant choisi de manière à obtenir une bonne constance de l'expression (38). Les résultats sont contenus dans les Tableaux suivants correspondant aux Tableaux III et IV du Mémoire de Kaufmann.

III. $s = 0,933$.

β.	$\psi(\beta)$.	k_2.	β'.	k'_2.
0,851	2,147	1,721	0,794	2,246
0,766	1,86	1,736	0,715	2,258
0,727	1,78	1,725	0,678	2,256
0,6615	1,66	1,727	0,617	2,256
0,6075	1,595	1,655	0,567	2,175

IV. $s = 0,954$.

β.	$\psi(\beta)$.	k_2.	β'.	k'_2.
0,963	3,23	8,12	0,919	10,36
0,949	2,86	7,99	0,905	9,70
0,933	2,73	7,46	0,890	9,28
0,883	2,31	8,32	0,842	10,36
0,860	2,195	8,09	0,820	10,15
0,830	2,06	8,13	0,792	10,23
0,801	1,96	8,13	0,764	10,28
0,777	1,89	8,04	0,741	10,20
0,752	1,83	8,02	0,717	10,22
0,732	1,785	7,97	0,698	10,18

La constance de k'_2 est visiblement aussi bonne que celle de k_2, d'autant plus que dans chaque cas la valeur de s a été déterminée seulement au moyen de deux mesures. Ce coefficient a été choisi de manière que pour ces deux observations qui sont dans le Tableau III la première et l'avant-dernière, et dans le Tableau IV la première et la dernière, les valeurs de k'_2 soient proportionnelles à celles de k_2.

Je vais considérer maintenant deux séries prises dans une publication ultérieure de Kaufmann (¹), et qui ont été calculées par Runge (²) au moyen de la méthode des moindres carrés, les coefficients k_1 et k_2 ayant été déterminés de manière que les valeurs de η calculées, pour chaque valeur observée de ζ, au moyen des équations (34) de Kaufmann, concordent aussi bien que possible avec les valeurs observées.

J'ai déterminé par cette même condition, en employant aussi la méthode des moindres carrés, les constantes a et b dans la formule

$$\eta^2 = a\zeta^2 + b\zeta^4$$

qu'on peut déduire de mes équations (36) et (37). Connaissant a et b, je trouve β pour chaque mesure par la relation

$$\beta = \sqrt{a}\,\frac{\zeta}{\eta}.$$

Pour deux plaques sur lesquelles Kaufmann a mesuré les déviations électrique et magnétique, les résultats sont les suivants, les déviations étant données en centimètres.

(¹) KAUFMANN, *Gött. Nachr. Math. Phys. Kl.*, 1903, p. 90.

(²) RUNGE, *Gött. Nachr. Math. Phys. Kl.*, 1903, p. 326.

Plaque n° 15. $a = 0{,}06489$, $b = 0{,}3039$.

	η.					β calculé par	
ζ.	Observé.	Calculé par R.	Diff.	Calculé par L.	Diff.	R.	L.
0,1495	0,0388	0,0404	−16	0,0400	−12	0,987	0,951
0,199	0,0548	0,0550	− 2	0,0552	− 4	0,964	0,918
0,2475	0,0716	0,0710	+ 6	0,0715	+ 1	0,930	0,881
0,296	0,0896	0,0887	+ 9	0,0895	+ 1	0,889	0,842
0,3435	0,1080	0,1081	− 1	0,1090	−10	0,847	0,803
0,391	0,1290	0,1297	− 7	0,1305	−15	0,804	0,763
0,437	0,1524	0,1527	− 3	0,1532	− 8	0,763	0,727
0,4825	0,1788	0,1777	+11	0,1777	−11	0,724	0,692
0,5265	0,2033	0,2039	− 6	0,2033	0	0,688	0,660

Plaque n° 19. $a = 0{,}05867$, $b = 0{,}2591$.

	η.					β calculé par	
ζ.	Observé.	Calculé par R.	Diff.	Calculé par L.	Diff.	R.	L.
0,1495	0,0404	0,0388	+16	0,0379	+25	0,990	0,954
0,199	0,0529	0,0527	+ 2	0,0522	+ 7	0,969	0,923
0,247	0,0678	0,0675	+ 3	0,0674	+ 4	0,939	0,888
0,296	0,0834	0,0842	− 8	0,0844	−10	0,902	0,849
0,3435	0,1019	0,1022	− 3	0,1026	− 7	0,862	0,811
0,391	0,1219	0,1222	− 3	0,1226	− 7	0,822	0,773
0,437	0,1429	0,1434	− 5	0,1437	− 8	0,782	0,736
0,4825	0,1660	0,1665	− 5	0,1664	− 4	0,744	0,702
0,5265	0,1916	0,1906	+10	0,1902	+14	0,709	0,671

Le temps m'a manqué pour calculer les autres Tableaux du Mémoire de Kaufmann. Ils commencent, comme celui relatif à la plaque n° 15, par une différence négative assez grande entre les valeurs de η observées et celles calculées par Runge; on peut donc espérer un accord satisfaisant avec ma formule.

14. Je profite de cette occasion pour dire quelques mots d'une expérience faite par Trouton (¹) sur le conseil de Fitzgerald et où l'on cherchait à observer une impulsion subie par un condensateur au moment de la charge ou de la décharge : dans ce but le condensateur était suspendu à une balance de torsion avec ses plateaux parallèles à la translation de la Terre. Pour obtenir une évaluation de l'effet

---

(¹) TROUTON, *Dublin Roy. Soc. Trans.*, 2ᵉ série, t. VII, 1902, p. 379. [Ce Mémoire se trouve également dans les *Mémoires scientifiques de Fitzgerald*, publiés par Larmor (Dublin et Londres, 1902, p. 557).]

possible il suffit de considérer un condensateur avec l'éther comme diélectrique. Si l'appareil est chargé, il possède (paragraphe 1) une quantité de mouvement électromagnétique

$$\mathfrak{G} = \frac{2\,U}{c^2}\,\mathfrak{w}.$$

(On néglige ici les termes du troisième ordre et au delà). Cette quantité de mouvement étant transmise à l'éther au moment de la charge et disparaissant au moment de la décharge, il en doit résulter dans le premier cas une impulsion $-\mathfrak{G}$ et $+\mathfrak{G}$ dans le second.

Trouton n'a cependant rien observé de ce genre.

Je crois pouvoir montrer, bien que ses calculs l'aient conduit à une conclusion différente, que la sensibilité de son appareil était loin d'être suffisante pour l'objet que Trouton s'était proposé.

Représentons par U l'énergie du condensateur chargé en repos, et par $U + U'$ son énergie en mouvement; nous avons au second ordre, d'après les formules données plus haut,

$$U' = \frac{2\,w^2}{c^2}\,U,$$

expression qui concorde comme ordre de grandeur avec celle employée par Trouton. La grandeur de l'impulsion sera donc $\frac{U'}{w}\cdot$ Si nous supposons maintenant l'appareil initialement en repos dans la position la plus favorable pour l'expérience, nous pouvons comparer la déviation α produite par cette impulsion à la déviation α' que produirait sur la balance de torsion un couple constant K agissant pendant la durée d'une demi-oscillation. Nous pouvons aussi considérer le cas où un mouvement d'oscillation a déjà été créé; l'impulsion produite au moment où l'appareil passe par la position d'équilibre modifiera l'amplitude d'une certaine quantité β et un effet analogue β' peut être obtenu en laissant agir le couple K entre deux élongations consécutives. Si T est la période d'oscillation, l la distance du condensateur au fil de suspension, on trouve aisément :

$$(39) \qquad \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\beta}{\beta'} = \frac{\pi\,U'\,l}{K\,T\,w}.$$

Suivant les données de Trouton, U' s'élevait à un ou deux ergs, et le plus petit couple donnant une déviation sensible était 7,5 unités C.G.S. Si nous substituons cette valeur pour K et prenons pour la vitesse w du mouvement de la Terre 3×10^6 cms. p. sec., nous voyons que (39) est une très petite fraction.

ÉMISSION ET ABSORPTION PAR LES MÉTAUX

DE RAYONS CALORIFIQUES DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE,

PAR H.-A. LORENTZ.

Traduit de l'anglais par Paul LANGEVIN.

Amsterdam Proceedings, 1902-1903, p. 666.

---

1. Hagen et Rubens ont montré récemment par leurs mesures du pouvoir réflecteur des métaux (¹) que les propriétés de ces corps pour des rayons de grande longueur d'onde (supérieure à 8^μ), peuvent se prévoir en appliquant à la propagation des vibrations électriques les équations relatives aux courants lentement variables et qui ne renferment d'autre constante physique du métal que sa conductibilité. Il en résulte qu'une théorie capable de représenter le mécanisme du courant de conduction suffira aussi pour expliquer l'absorption des rayons employés dans ces expériences. Une théorie de ce genre a été développée par Riecke (²) et Drude (³). Suivant eux, un métal contient un nombre immense d'électrons libres se mouvant en tous sens comme les molécules d'un gaz ou les ions dans une solution électrolytique, avec une vitesse d'agitation qui augmente avec la température. On doit supposer que dans ce mouvement thermique chaque électron se meut en ligne droite entre deux chocs contre les molécules du métal; sa trajectoire sera donc une ligne brisée irrégulière et, tant qu'aucune cause ne tend à déplacer les électrons dans une direction déterminée, un élément de surface est traversé dans les deux sens par des nombres égaux d'électrons. Il en sera autrement si le métal est le siège d'un champ électrique. Le mouvement des électrons sera toujours une agitation irrégulière, mais les vitesses dans la direction du champ prédominent et cet état

---

(¹) HAGEN et RUBENS, *Ann. der Phys.*, t. XI, 1903, p. 873.
(²) RIECKE, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 353.
(³) DRUDE, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 566. *Voir* ce Recueil, p. 162.

de choses se manifeste à l'observation comme un courant électrique.

Or, nous pouvons déduire de la loi de Kirchhoff sur la relation entre l'émission et l'absorption que l'émission d'un corps doit résulter du même mécanisme que l'absorption. Il est donc permis d'espérer que, si nous nous limitons au cas des grandes longueurs d'onde, nous pourrons expliquer l'émission d'un métal par l'agitation thermique de ses électrons libres sans recourir à l'hypothèse de vibrateurs d'aucune sorte, qui produiraient des ondes de périodes déterminées.

C'est l'idée qui a été développée dans les pages suivantes. Après avoir calculé le pouvoir émissif, nous trouverons que son rapport au pouvoir absorbant ne dépend pas des quantités pour lesquelles les métaux diffèrent les uns des autres. D'après la loi de Kirchhoff, le résultat doit être considéré comme représentant le rapport entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant pour un corps quelconque, ou encore le pouvoir émissif du corps noir; on verra qu'il renferme une constante dont la signification physique résulte de la théorie même.

2. Le rapport dont je viens de parler est étroitement lié à une autre grandeur physique importante : la densité de l'énergie rayonnée dans un espace entouré d'une paroi noire maintenue à la température absolue uniforme T. Si les mouvements électromagnétiques dont l'éther intérieur est le siège sont décomposés en rayons qui se propagent dans toutes les directions et dont chacun a une longueur d'onde déterminée, l'énergie par unité de volume correspondant aux rayons de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ peut être représentée par

$$F(\lambda, T)\, d\lambda,$$

F étant une fonction que beaucoup de physiciens ont essayé de déterminer. Boltzmann et Wien ont montré par des raisonnements thermodynamiques qu'on peut écrire cette expression

$$\frac{1}{\lambda^5} f(\lambda T)\, d\lambda, \tag{1}$$

où $f(\lambda T)$ est une fonction du produit λT. Planck [1] a trouvé ulté-

---

[1] PLANCK, *Drude's Ann.*, t. I, 1900, p. 69, et t. IV, 1901, p. 553 et 564.

rieurement pour (1) la forme

$$(2) \qquad \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}}-1} d\lambda,$$

où c est la vitesse de la lumière, h et k des constantes universelles.

Dans la théorie de Planck, tout corps pondérable est supposé contenir un grand nombre de vibrateurs électromagnétiques, ou, comme Planck les appelle, de *résonateurs* dont chacun a une période propre de vibration, et échange de l'énergie avec l'éther aussi bien qu'avec les atomes ou molécules matériels. Les conditions d'équilibre statistique entre les résonateurs et l'éther peuvent être complètement obtenues à partir des équations du champ électromagnétique. Quant à la répartition de l'énergie entre les vibrations des résonateurs et les mouvements moléculaires, Planck n'a pas essayé de donner une idée du mécanisme par lequel elle se produit. Il a employé d'autres modes de raisonnement dont je ne mentionnerai qu'un seul, qu'on trouve dans un de ses derniers Mémoires et qui consiste à déterminer la distribution d'énergie que l'on doit considérer comme la plus probable. Je ne discuterai pas ici la manière dont Planck introduit cette notion de probabilité et qui n'est pas la seule possible. Il me suffira d'indiquer une hypothèse faite sur les quantités d'énergie qui peuvent être gagnées ou perdues par les résonateurs. Ces quantités sont supposées constituées par un certain nombre de portions *finies* dont la grandeur est fixée pour chaque résonateur; suivant Planck, l'énergie emmagasinée dans un résonateur ne peut pas augmenter ou diminuer de manière continue, mais seulement par *unités d'énergie* entières, comme nous pouvons appeler les portions dont nous venons de parler. De plus, Planck a été obligé de supposer à ces unités une grandeur variable avec la fréquence n des vibrations libres du résonateur, cette grandeur étant représentée par $\frac{hn}{2\pi}$.

Quant à la constante k, elle a une signification physique très simple : $\frac{3}{2}kT$ est l'énergie cinétique moyenne d'une molécule gazeuse à la température T.

Il résulte des remarques précédentes que l'hypothèse des unités finies d'énergie qui a conduit à l'introduction de la constante h est une partie essentielle de la théorie, et, de plus, que la question du mécanisme par lequel la chaleur d'un corps produit dans l'éther des vibrations électromagnétiques reste ouverte. Néanmoins les

résultats de Planck sont des plus remarquables : sa formule représente très exactement l'énergie des radiations pour toutes les longueurs d'onde, tandis que les considérations qui vont suivre sont exclusivement relatives aux grandes longueurs d'onde. Nous pouvons seulement espérer en déduire la forme que prend la fonction (1) dans ce cas extrême.

3. Puisque, d'après la loi de Kirchhoff, le rapport entre l'émission et l'absorption doit être considéré comme indépendant de la position et des dimensions du corps considéré, nous pouvons simplifier le problème par un choix convenable de ces conditions. Je considérerai une plaque limitée par des plans parallèles, d'épaisseur Δ assez faible pour que l'absorption lui soit proportionnelle et que l'énergie émise par les couches postérieures ne soit pas absorbée sensiblement pendant son passage à travers la plaque. Je me restreindrai également au cas de l'absorption des rayons normaux et à l'émission dans des directions faisant des angles infiniment petits avec la normale.

Soit σ la conductibilité du métal, c'est-à-dire le rapport constant entre le courant et le champ électrique, ces quantités étant mesurées dans le système électrostatique modifié que j'ai proposé récemment [1]. Le pouvoir absorbant de la lame, le coefficient par lequel nous devons multiplier l'énergie incidente pour obtenir l'énergie absorbée est donné par [2]

$$A = \frac{\sigma}{c}\Delta. \tag{3}$$

Nous allons substituer ici pour σ la valeur fournie par la théorie de Drude. Si le métal contient diverses espèces d'électrons libres, que nous pouvons désigner comme la première, la deuxième, la troisième espèce, etc., et si nous supposons que tous les électrons d'une même espèce ont la même charge e_1, e_2 ou e_3, ..., la même vitesse d'agitation thermique, u_1, u_2 ou u_3, ..., et parcourent des chemins libres de même longueur moyenne, l_1, l_2 ou l_3, ..., si N_1, N_2, N_3, ... sont les nombres de ces électrons par unité de volume du métal, et si nous supposons enfin, avec Drude, que l'énergie cinétique moyenne d'une particule quelconque est égale à celle d'une

---

(1) Lorentz, *Amst. Proc.*, Vol. 11, 1903, p. 608; *Encyclopädie der Mathem. Wissensch.*, t. V, art. 13, § 7.

(2) *Voyez* § 12. En unités électromagnétiques ordinaires cette formule devient

$$A = 4\pi c \sigma \Delta.$$

molécule d'un gaz à la même température, et a pour valeur αT, nous aurons (¹)

$$(4) \qquad \sigma = \frac{1}{4\alpha T}(e_1^2 N_1 l_1 u_1 + e_2^2 N_2 l_2 u_2 + \ldots),$$

et (3) devient

$$(5) \qquad A = \frac{1}{4\alpha c T}(e_1^2 N_1 l_1 u_1 + e_2^2 N_2 l_2 u_2 + \ldots)\Delta.$$

Il faut remarquer que la formule (4) a été obtenue en supposant que le champ électrique reste constant pendant un intervalle de temps assez long pour qu'un électron subisse un grand nombre de collisions contre les molécules du métal. Les résultats de Hagen et Rubens conduisent donc à penser que même la période de vibration des rayons employés par eux est très grande par rapport à la durée de ces libres parcours.

Une partie des calculs suivants est basée sur cette hypothèse.

4. Nous avons maintenant à étudier l'émission de la plaque. Il résulte des équations fondamentales de la théorie des électrons que tout *changement*, soit en grandeur soit en direction, de la vitesse d'un électron, produit une perturbation électromagnétique qui se propage dans l'éther environnant. C'est donc au moment des collisions que les électrons deviennent des centres de radiation. Nous allons calculer la quantité d'énergie rayonnée de cette manière à travers un élément ω de la face antérieure de notre plaque; cette partie de l'émission est due aux électrons contenus dans un volume $\omega\Delta$ du métal.

Soient :

O un point de la surface ω;
OP la normale en ce point menée du côté de l'éther extérieur;
et P un point sur cette ligne à une distance de O égale à r et très grande par rapport aux dimensions de ω.

En ce point P nous considérerons un élément de surface ω' perpendiculaire à OP; nous nous proposons de calculer l'énergie rayonnée à travers cet élément. O sera choisi comme origine des

---

(¹) DRUDE, *loc. cit.*, p. 576. Ce Volume, p. 162. La formule ne change pas par l'introduction de nos unités nouvelles.

coordonnées et OP comme axe des z. Les composantes de la vitesse d'un électron seront représentées par u_x, u_y, u_z.

Si un électron de charge e est en O à l'instant t et a en ce moment des accélérations $\frac{du_x}{dt}$, $\frac{du_y}{dt}$, $\frac{du_z}{dt}$, il produira à l'instant $t+\frac{r}{c}$ au point P un déplacement diélectrique dont les composantes sont [1] :

$$(6) \qquad -\frac{e}{4\pi c^2 r}\frac{du_x}{dt}, \quad -\frac{e}{4\pi c^2 r}\frac{du_y}{dt}, \quad 0.$$

En raison de la grande longueur de OP, ces expressions peuvent être appliquées à un électron situé, non en O, mais en tout autre point de la partie de la plaque qui correspond à l'aire ω. Le déplacement diélectrique total en P dans la direction de l'axe des x (nous considérerons seulement cette composante dans les numéros suivants) sera, à l'instant $t+\frac{r}{c}$,

$$(7) \qquad \mathfrak{d}_x = -\frac{1}{4\pi c^2 r}\sum e\frac{du_x}{dt},$$

la sommation étant étendue à tous les électrons présents dans le volume $\omega\Delta$ à l'instant t.

Il y a également une force magnétique de même valeur numérique et, par application du théorème de Poynting, un flux d'énergie à travers l'élément ω' dans le sens OP. La grandeur de ce flux, par unité de temps, est

$$(8) \qquad c\mathfrak{d}_x^2\omega'.$$

5. Il est nécessaire de décomposer l'émission totale en rayons de différentes longueurs d'onde, et de chercher la portion de (8) correspondant aux rayons de longueur d'onde comprise entre certaines limites. On y peut parvenir au moyen de la série de Fourier.

Considérons un temps *très long* entre $t=0$ et $t=\theta$. Pendant cet intervalle la valeur de $\mathfrak{d}_x$ au point P change continuellement d'une manière très irrégulière; on peut cependant, dans tous les cas, la développer suivant la série

$$(9) \qquad \mathfrak{d}_x = \sum_{m=1}^{m=\infty} a_m \sin\frac{m\pi t}{\theta},$$

---

[1] *Encyclopädie der Mathem. Wissensch.*, t. V, art. 14, § 18.

dont les coefficients sont donnés par

(10) $$a_m = \frac{2}{\theta}\int_0^\theta \sin\frac{m\pi t}{\theta}\mathfrak{d}_x\,dt.$$

Si la plaque est maintenue à température constante la radiation sera stationnaire et l'on pourra remplacer $\mathfrak{d}_x^2$ par sa valeur moyenne

$$\overline{\mathfrak{d}_x^2} = \frac{1}{\theta}\int_0^\theta \mathfrak{d}_x^2\,dt.$$

En substituant ici à $\mathfrak{d}_x$ la valeur (9) nous obtenons des intégrales de deux espèces différentes, contenant les unes le carré d'un sinus et les autres le produit de deux sinus. Les intégrales de cette seconde espèce s'annulent et l'on a

$$\int_0^\theta \sin^2\frac{m\pi t}{\theta}\,dt = \frac{\theta}{2},$$

de sorte que

(11) $$\overline{\mathfrak{d}_x^2} = \frac{1}{2}\sum_{m=1}^{m=\infty} a_m^2.$$

La fréquence des termes de (9) est donnée par

(12) $$n = \frac{m\pi}{\theta},$$

et s'accroît par différences égales $\frac{\pi}{\theta}$ si nous donnons à m des valeurs entières successives.

En choisissant pour θ une valeur suffisamment grande, nous pouvons rendre l'accroissement $\frac{\pi}{\theta}$ aussi petit que nous voulons, de sorte que finalement entre deux valeurs n et $n + dn$ de la fréquence nous aurons un certain nombre de fois la quantité $\frac{\pi}{\theta}$, et un certain nombre de termes dans la série (11). Le nombre de ces termes sera $\frac{\theta}{\pi}dn$, et si nous supposons que a_m où

(13) $$a_m = \frac{2}{\theta}\int_0^\theta \sin nt.\mathfrak{d}_x\,dt$$

conserve la même valeur dans les termes de ce groupe, la partie cor-

respondante de (11) sera

$$\frac{\theta}{2\pi} a_m^2 \, dn.$$

En substituant cette valeur pour $\mathfrak{d}_x^2$ dans (8) nous obtenons pour la radiation à travers ω' due aux rayons de fréquences comprises entre n et $n + dn$:

(14) $$\frac{c\theta}{2\pi} \omega' a_m^2 \, dn.$$

6. Nous avons maintenant à calculer le coefficient a_m au moyen de (13). Après avoir substitué, dans l'intégrale, la valeur (7), nous pouvons encore prendre pour ses limites zéro et θ pourvu que nous reculions de $\frac{r}{c}$ l'origine du temps employé jusqu'ici.

Donc :

$$a_m = -\frac{1}{2\pi c^2 \theta r} \sum \left[e \int_0^\theta \sin nt . \frac{du_x}{dt} dt \right],$$

où, après intégration par parties, puisque $\sin nt$ s'annule aux limites

(15) $$a_m = \frac{n}{2\pi c^2 \theta r} \sum \left[e \int_0^\theta \cos nt . u_x \, dt \right].$$

M. Lorentz calcule l'expression (15) en supposant tout d'abord que le métal renferme seulement des électrons d'une espèce, ayant tous la même vitesse d'agitation, et parcourant librement des trajets tous égaux. La méthode de calcul qu'il emploie fait intervenir un résultat de calcul des probabilités, établi dans une Note à la fin du Mémoire. Il semble possible de simplifier beaucoup, et de rendre inutiles les restrictions précédentes en suivant une marche différente que je prends la liberté d'indiquer ici.

Il nous faut calculer a_m^2 ; élevons au carré l'expression (15) qui donne

$$a_m^2 = \frac{n^2}{4\pi^2 c^4 \theta^2 r^2} \sum \sum e e' \int_0^\theta \int_0^\theta \cos nt \cos nt' \, u_x u'_x \, dt \, dt',$$

la double somme $\Sigma\Sigma$ s'étendant à toutes les combinaisons deux à deux des électrons présents dans l'élément $\omega\Delta$. De ces combinaisons, les unes sont relatives à deux électrons différents et les autres au même électron pris deux fois. L'intégrale double correspondant à une combinaison du premier genre est évidemment nulle, car les u_x et u'_x prenant des valeurs complètement indépendantes, les termes positifs et négatifs sont également probables et l'intégrale étendue à un long intervalle θ doit être nulle.

Le terme correspondant à une combinaison du second groupe est

$$e^2 \int \int \cos nt \cos nt' \, u_x u'_x \, dt \, dt',$$

u_x, u'_x étant les vitesses prises par le même électron aux instants différents t et t'. La vitesse conserve une valeur constante u_x pendant un libre parcours de durée τ que nous supposerons très petite par rapport à la période des vibrations (ce qui implique pour celles-ci une grande longueur d'onde), de sorte que $\cos nt$ aura une valeur constante pendant la durée d'un libre parcours. Dans l'intégrale double, les libres parcours de l'électron considéré seront associés deux à deux et on pourra l'écrire

$$e^2 \Sigma\Sigma \cos nt \cos nt' u_x u'_x \tau\tau'.$$

Les combinaisons deux à deux contenant des libres parcours différents auront évidemment une somme nulle, puisque le facteur de $\tau\tau'$ est positif ou négatif avec une égale probabilité. Il ne reste que les termes relatifs au même libre parcours pris deux fois et la somme devient

$$e^2 \Sigma \cos^2 nt u_x^2 \tau^2,$$

ou, si l_x est la projection sur l'axe des x du libre parcours,

$$e^2 \Sigma \cos^2 nt \, l_x^2.$$

Les facteurs $\cos^2 nt$ et l_x^2 sont répartis autour de leurs valeurs moyennes $\frac{1}{2}$ et $\overline{l_x^2}$ de manière complètement indépendante; la valeur moyenne des termes de la somme est donc

$$\frac{\overline{l_x^2}}{2} = \frac{l^2}{6},$$

puisque

$$\overline{l_x^2} = \overline{l_y^2} = \overline{l_z^2} = \frac{l^2}{3}.$$

Le nombre des termes de cette dernière somme est d'ailleurs le nombre $\frac{\theta u}{l}$ des libres parcours contenus dans le temps θ, et sa valeur est

$$\frac{e^2 \theta u}{l} \times \frac{l^2}{6} = \frac{1}{6} e^2 \theta \, l u.$$

Pour tous les électrons de même espèce en nombre $N\omega\Delta$ l'expression de a_m^2 contiendra la portion

$$\frac{n^2 \Delta \omega}{24 \pi^2 c^4 \theta r^2} e^2 N \, l u.$$

D'où, pour l'émission (14), en tenant compte des diverses catégories d'électrons et des deux composantes $\mathfrak{d}_x^2$ et $\mathfrak{d}_y^2$,

$$(24) \qquad \frac{n^2 \Delta \omega \omega' \, dn}{24 \pi^3 c^3 r^2} (e_1^2 N_1 l_1 u_1 + e_2^2 N_2 l_2 u_2 + \ldots).$$

P. L.

10. Si maintenant nous divisons (24) par (5) toutes les quantités N, e, u et l par lesquelles les métaux diffèrent les uns des autres dis-

paraissent. Ceci était prévu par la loi de Kirchhoff et le résultat

$$\frac{\alpha n^2 T}{6\pi^3 c^2 r^2} \omega\omega' \, dn$$

représente le rayonnement émis par un corps noir dans les conditions supposées. Il représente l'énergie qu'un tel corps émet par unité de temps à travers un élément ω' sous forme de rayons dont la fréquence est comprise entre n et $n + dn$, et dont les directions, qui s'écartent infiniment peu de la normale à l'élément, sont comprises dans un angle solide $\frac{\omega}{r^2}$. En multipliant par $\frac{4\pi r^2}{c\omega\omega'}$, nous sommes conduits à l'expression suivante pour la densité d'énergie dont j'ai parlé au paragraphe 2 :

$$\frac{2\alpha n^2 T}{3\pi^2 c^3} dn. \tag{25}$$

En prenant pour le groupe de rayons ceux dont les longueurs d'onde sont comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$, nous obtenons, pour l'énergie correspondante par unité de volume,

$$\frac{16}{3} \frac{\pi\alpha T}{\lambda^4} d\lambda, \tag{26}$$

expression déduite de (25) au moyen de la relation $n = \frac{2\pi c}{\lambda}$.

11. Le résultat du calcul précédent est non seulement d'accord avec la loi de Kirchhoff, mais il a encore une forme qui vérifie les lois de Boltzmann et de Wien. En effet, l'expression (26) se déduit de (1) si l'on pose

$$f(\lambda T) = \frac{16}{3} \pi\alpha\lambda T.$$

Il nous reste à évaluer la constante α en comparant la formule (26) aux résultats expérimentaux sur le rayonnement du corps noir et à comparer le résultat avec la valeur obtenue par d'autres procédés pour la même constante. En combinant les mesures faites dans l'infra-rouge par Lummer et Pringsheim ([1]) avec les mesures absolues de rayonnement faites par Kurlbaum ([2]), je trouve

$$\alpha = 1{,}6 \times 10^{-16} \text{ erg : degré.}$$

([1]) *Voir* LUMMER, *Le rayonnement des corps noirs* (*Rapports présentés au Congrès de Physique*, Paris, t. II, 1900, p. 41).

([2]) KURLBAUM, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 754.

D'un autre côté l'évaluation faite par Van der Waals de la masse d'un atome d'hydrogène conduit à la valeur

$$\alpha = 1,2 \times 10^{-16}.$$

La comparaison de ma formule avec celle de Planck est également intéressante. Pour de grandes valeurs du produit λT, le dénominateur de (2) devient $\frac{ch}{k\lambda T}$ et l'expression elle-même $\frac{8\pi k T}{\lambda^4} d\lambda$. Ceci est d'accord avec (26) si $\alpha = \frac{3}{2} k$.

Or l'énergie cinétique moyenne d'une molécule serait, d'après Planck, $\frac{3}{2} kT$ et a été représentée ici par αT. Il y a donc accord complet entre les deux théories pour le cas des grandes longueurs d'onde, et cette conclusion est d'autant plus remarquable que les points de départ sont totalement différents.

Sur l'absorption par une lame métallique mince.

12. Prenons l'origine des coordonnées sur la face antérieure, l'axe des z étant dirigé vers le métal, limité de part et d'autre par de l'éther libre.

Représentant par $\mathfrak{E}$ le champ électrique, par $\mathfrak{J}$ le courant de conduction, par $\mathfrak{H}$ le champ magnétique, et supposant la perméabilité égale à 1, nous avons pour le métal

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{1}{c} \mathfrak{J}, \qquad \operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathfrak{H}}, \qquad \mathfrak{J} = \sigma \mathfrak{E}.$$

On trouve, au moyen de ces équations, que dans des ondes électromagnétiques qui se propagent suivant Oz, $\mathfrak{E}$ et $\mathfrak{H}$ peuvent avoir les directions de Ox et Oy et des valeurs égales aux parties réelles des quantités complexes

$$(27) \qquad \mathfrak{E}_x = a e^{int - \alpha(1+i)z}, \qquad \mathfrak{H}_y = \chi a e^{int - \alpha(1+i)z},$$

a étant l'amplitude du champ électrique et les constantes α et χ étant données par

$$\alpha = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1}{2} n \sigma}, \qquad \chi = (1 - i) \sqrt{\frac{\sigma}{2n}}.$$

De même, des ondes se propageant dans la direction opposée peuvent être représentées par

$$(28) \qquad \mathfrak{E}_x = a e^{int + \alpha(1+i)z}, \qquad \mathfrak{H}_y = -\chi a e^{int + \alpha(1+i)z}.$$

Pour l'éther, les formules correspondantes sont un peu plus simples; dans le premier cas :

$$(29) \qquad \mathfrak{E}_x = a e^{int - i\frac{n}{c}z}, \qquad \mathfrak{H}_y = a e^{int - i\frac{n}{c}z},$$

et dans le second :

$$(30) \qquad \mathfrak{E}_x = a e^{int + i\frac{n}{c}z}, \qquad \mathfrak{H}_y = - a e^{int + i\frac{n}{c}z}.$$

Si des rayons tombent normalement sur la surface antérieure de la lame, nous pouvons répartir toutes les ondes produites par les réflexions multiples entre les groupes suivants :

1° Un système réfléchi dans l'éther;

2° Des ondes transmises dans l'éther en arrière de la lame;

3° Des ondes se propageant dans la lame d'avant en arrière ;

4° Des ondes se propageant dans la lame en sens inverse.

En représentant les rayons incidents et les quatre mouvements précédents par les formules (29), (30), (29), (27), (28) avec les valeurs a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 pour l'amplitude, nous avons en vertu des conditions à la surface (continuité de $\mathfrak{E}_x$ et $\mathfrak{H}_y$)

$$\begin{aligned} a_1 + a_2 &= a_4 + a_5, \\ a_1 - a_2 &= \chi(a_4 - a_5), \\ a_4 e^{-s} + a_5 e^{+s} &= a_3 e^{-i\frac{n}{c}\Delta}, \\ \chi a_4 e^{-s} - \chi a_5 e^{+s} &= a_3 e^{-i\frac{n}{c}\Delta}. \end{aligned}$$

Dans ces formules Δ est l'épaisseur de la lame et

$$\alpha(1+i)\Delta = s.$$

La solution, pour la partie qui nous concerne, est

$$\begin{aligned} a_2 &= \frac{(\chi^2 - 1)(e^{-s} - e^{+s})}{(\chi+1)^2 e^{+s} - (\chi-1)^2 e^{-s}} a_1, \\ a_3 &= \frac{4\chi}{(\chi+1)^2 e^{+s} - (\chi-1)^2 e^{-s}} a_1 e^{i\frac{n}{c}\Delta}. \end{aligned}$$

Dans ces expressions, Δ et, par suite, s doivent être supposés infiniment petits. En remplaçant e^{+s} et e^{-s} par $1+s$ et $1-s$, on trouve

$$\begin{aligned} a_2 &= -\frac{1}{2}\left(\chi - \frac{1}{\chi}\right) s a_1, \\ a_3 &= \left[1 - \frac{1}{2}\left(\chi + \frac{1}{\chi}\right) s\right] e^{i\frac{n}{c}\Delta} a_1. \end{aligned}$$

La première de ces équations montre que l'amplitude des rayons réfléchis par la lame mince est infiniment petite, de sorte que nous pouvons négliger leur énergie qui est du second ordre.

Pour les rayons transmis, la quantité d'énergie qu'ils propagent est égale au produit de l'énergie incidente par le carré du module de l'expression complexe

$$\left[1 - \frac{1}{2}\left(\chi + \frac{1}{\chi}\right)s\right] \tag{31}$$

Ce carré est

$$1 - \frac{\sigma}{c}\Delta.$$

D'où nous déduisons pour le coefficient d'absorption (1)

$$A = \frac{\sigma}{c}\Delta.$$

---

(1) *Note de l'auteur*. — D'après la théorie des électrons, le métal est le siège non seulement d'un courant de conduction, mais encore d'un déplacement diélectrique $\mathfrak{D}$. Pour tenir compte de cette circonstance, il faut remplacer dans les formules de ce paragraphe $\mathfrak{J}$ par $\sigma\mathfrak{E} + \dot{\mathfrak{D}}$, ou bien par $(\sigma + in)\mathfrak{E}$ si l'on pose $\mathfrak{D} = \mathfrak{E}$. Il faut donc changer σ en $\sigma + in$ dans toutes les formules. Il s'agit toujours de former le carré du module de l'expression (31); s étant infiniment petit, on trouve ainsi que le coefficient d'absorption A est égale à la partie réelle de

$$\left(\chi + \frac{1}{\chi}\right)s = \left(\alpha\chi + \frac{\alpha}{\chi}\right)(1 + i)\Delta.$$

Mais

$$\frac{\alpha}{\chi}(1 + i)\Delta = i\frac{n}{c}\Delta,$$

dont la partie réelle est nulle, et

$$\alpha\chi(1 + i)\Delta = \frac{\sigma}{c}\Delta,$$

ce qui devient maintenant

$$\frac{\sigma + in}{c}\Delta.$$

La partie réelle conserve donc la valeur $\frac{\sigma}{c}$.

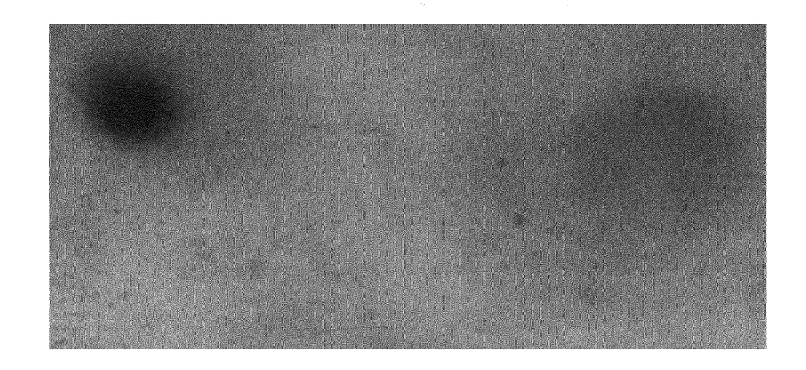


Fig. 1.

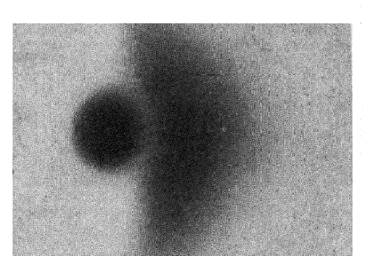


Fig. 2.

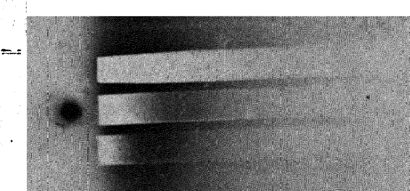


Fig. 4.

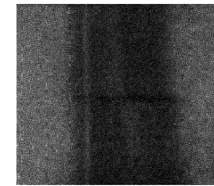


Fig. 5.

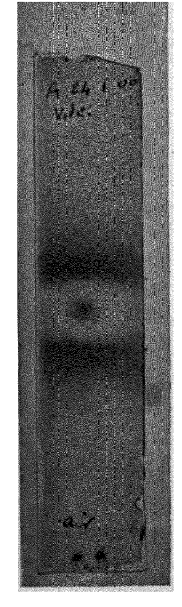


Fig. 3.

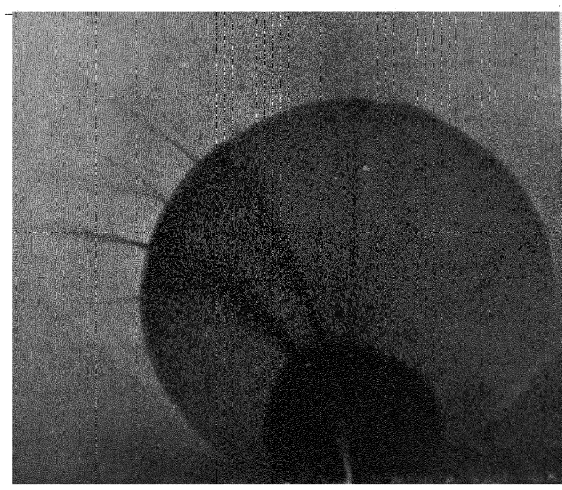


Fig. 6.